Office - Peters Hall
JUN 2 1927
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 10. Ausgegeben am 15. Mai 1927. No. 734. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Tagger, Versuche und Gedanken über Reibungselektrizität. S. 365—375.

U. Adelsberger, Ein Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. S. 375—377.

H. Jung, Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie. S. 377—383.

R. G. Loyarte und A. T. Williams, Über vermutete anormale Serien des Quecksilberatoms. S. 383—387.

A. E. F., Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. S. 387—395.

Besprechungen:

K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. S. 396.

Berichtigung. S. 396.

Personalien. S. 396.

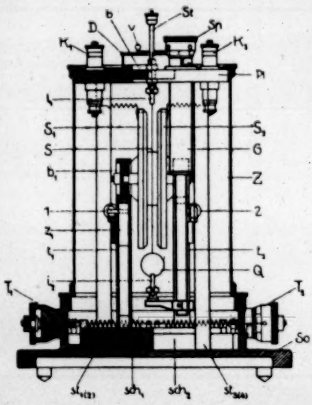
Gesuche. S. 396.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von B. G. Teubner in Leipzig u. Berlin, betreffend: St. Meyer u. E. Schweidler, Radioaktivität. 2. Auflage.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Wissenschaftliche Optik

aus

Kalkspat
Quarz
Flußspat
Gips u. Glimmer
Steinsalz
Glas

B. Halle Nachfl.
Optische Werkstätten
Berlin-Steglitz.

Tesla

bis ½ Kilowatt-Leistung, zum direkten Anschluß an die Lichtleitung, verblüffende Leistungen

*

Alle Hochspannunggeräte

Als Spezialität:

Moderne Röntgenapparaturen höchster Leistung

*

Fordern Sie ausführliche Listen

*

Dr. B. Thieme
Fabrik wissenschaftl.-techn. Apparate
Berlin-Tempelhof
Kaiser-Corso 3 / Gegründet 1908
(vormals Baltic-Werke Berlin-Düren-Warnemünde)

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 10. 15. Mai 1927. Redaktionsschluß für No. 12 am 5. Juni 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

J. Tagger, Versuche und Gedanken über Reibungselektrizität. S. 365.

V. Adelsberger, Ein Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. S. 375.

H. Jung, Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie. S. 377.

G. Loyarte und T. Williams, Über vermutete anormale Serien des Quecksilberatoms. S. 383.

Strecker, Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen. S. 387.

Besprechungen:

K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. S. 396.

Berichtigung. S. 396.

Personalien. S. 396.

Gesuche. S. 396.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Versuche und Gedanken über Reibungselektrizität.

Von Josef Tagger.

Erst nachdem meine Versuche über Elektrizitätserzeugung durch Stoß bereits zu einem gewissen Abschlusse gelangt waren, habe ich Kenntnis bekommen von einer Arbeit, die Richards[1]) über denselben Gegenstand veröffentlicht hat. Bei Beginn meiner Versuche galt es daher, zunächst den Nachweis zu erbringen, daß durch Stoß ebenso wie durch Reibung überhaupt Elektrizität entsteht. Zu diesem Zwecke ließ ich eine kleine Glaskugel von ca. 5 mm Durchmesser aus verschiedenen Höhen auf einen Stahlamboß mit polierter Schlagfläche fallen. Eine Ladung trat hierbei nicht auf. Erst als ich ca. 200 solcher Kugeln in eine Glasröhre füllte und in einem Strahle aus 70 cm Höhe auf den Amboß fallen ließ, zeigte sich am Quadrantenelektrometer ein Ausschlag von 20 Teilstrichen. Die Versuche wurden zunächst jeden Tag mehrere Male wiederholt, der Ausschlag wurde jedoch mit jedem Tag kleiner und nach 8 Tagen war kaum mehr eine Wirkung zu sehen. Ich hatte die Kugeln immer mit der Hand in die Glasröhre gefüllt und so lag es nahe, die Bildung einer Fettschichte auf der Kugeloberfläche für den Rückgang der Ladung verantwortlich zu machen. Als ich die Kugeln mit Benzin sorgfältig gereinigt und an der Luft getrocknet hatte und nur mehr mit einer Pinzette berührte, war der Effekt der 200 Glaskugeln unmeßbar groß. Bei Verwendung vollkommen gereinigter Glaskugeln genügte es daher in der Folge, einzelne Glaskugeln aus einer Höhe von wenigen Zentimetern auf den Amboß fallen zu lassen. Bei diesen Versuchen wurde die Glaskugel mit einer Glaszange gehalten, die zwecks Auslösung der Kugel mit Hilfe eines einfachen Mechanismus ruckartig geöffnet werden konnte. Vor dem Falle wurde die Kugel mit Hilfe einer Flamme, später, um die Bildung einer Wasserhaut auf der Kugeloberfläche zu vermeiden, durch Bestrahlung mit einem Mesothoriumpräparate entladen. Die Messungsergebnisse waren recht unbefriedigend. Wiederholt konnte unter scheinbar ganz gleichartigen Versuchsbedingungen ein Wechsel des Ladungsvorzeichens beobachtet werden und die gemessenen Ladungen unterschieden sich oft um 100, selbst um 1000 Proz. Da es bei der angegebenen Versuchsanordnung ganz dem Zufalle überlassen blieb, welche Stelle der Kugeloberfläche mit dem Amboß in Berührung kam und da die Oberflächenbeschaffenheit der gegossenen, nicht geschliffenen Glaskugeln durchaus keine gleichmäßige war, erschien das Ergebnis verständlich. Um reproduzierbare Werte zu erhalten, galt es daher, eine Versuchsanordnung zu treffen, bei der eine ganz bestimmte Stelle der stoßenden Kugel mit einer bestimmten Stelle des Ambosses zur Wirkung gebracht werden konnte.

Das Wesentliche des neuen Apparates besteht in einem Pendel, das an Stelle der Linse den stoßenden Körper trägt, und einem Amboß, gegen den das Pendel schlägt. Die Apparatur ist in der Zeichnung zum Teil in der Form des Schnittes, zum Teil als Draufsicht soweit wiedergegeben, als es zum Verständnis der Wirkungsweise notwendig ist. In der Mitte der Zeichnung sieht man einen Teilkreis, der zwecks Raumersparnis nur zur Hälfte gezeichnet ist. Als Unterlage für diesen Teilkreis dient eine Art Messingteller, der, um den Mittelpunkt der Kreisteilung drehbar, in beliebiger Lage festgestellt werden kann. Die Einstellung wurde so getroffen, daß der unten liegende Nullpunkt

1) Harold F. Richards, Electrification by impact. Phys. Rev. (2) **16**, 290, 1920; The contact electricity of solid dielectrics. Phys. Rev. (2) **22**, 22, 1923.

der Teilung mit dem rechten Rande der Pendelstange in ihrer Ruhestellung zusammenfiel. Die Ruhelage des Pendels ist in der Zeichnung durch den Pfeil V angedeutet. Der Messingteller war, um parallaxenfrei ablesen zu können, hoch poliert. Die Pendelstange besteht aus einem 2 mm starken Messingdrahte. Das eine Ende dieser Messingstange ist mit Hilfe einer 6 mm starken Messinghülse mit einer 3 mm starken und 33 mm langen Stahlachse fest verbunden. Die Stahlachse trägt beiderseits gehärtete polierte Spitzen, die in ganz kleinen, ebenfalls polierten Bohrungen der Messinglager ruhen. Um jederzeit mit genau gleichbleibender Reibung rechnen zu können, wurde auf eine Ölung der Lager verzichtet. Eines der beiden Lager ist durch Gewinde fein verstellbar. In der Entfernung $^1/_3$ der Pendellänge vom unteren Ende der Pendelstange ist eine ganz leichte, kleine Messingkapsel aufgesetzt, in die der jeweils verwendete Stoßkörper eingekittet wurde. Das Ende der Pendelstange ist scharfkantig abgeschrägt, die Vorderseite der Pendelstange abgeflacht und mattschwarz lackiert, der rechte Rand der Lackierung aber so abgeschliffen, daß ein metallisch glänzender scharfer Rand entsteht.

2 Hebel H_1 und H_2, die unabhängig voneinander konzentrisch zur Pendel- und Teilungsachse verdreht werden können, tragen einerseits den Amboß, andrerseits die Arretiervorrichtung des Pendels. Der Amboß A, aus Messing angefertigt, sitzt drehbar auf einem geschlitzten Zapfen Z. Die größere der beiden Scheiben des Ambosses trägt am äußeren Rande eine Kreisteilung von 34 Teilen, die fortlaufend beziffert sind. Die Ablesung der Scheibenstellung erfolgt mit Hilfe des Index I. Die kleinere Amboßscheibe ist in der Mitte hinterdreht (in der Figur nicht gezeichnet), so daß die Stoßscheibe S, die durch den Schraubenbolzen des Ambosses fest angezogen wird, glatt am Rande des Ambosses, wo der Stoß erfolgt, aufsitzt. Der Zapfen Z, der auch eine nicht gezeichnete Klemmschraube zur Aufnahme der Verbindungsleitung zum Quadrantenelektrometer trägt, ist in einen Bernsteinisolator B eingesetzt. Dieser Isolator ist in einen Messingwinkel W eingeschraubt, dessen unterer Schenkel mit dem Hebel H_1 durch eine Schraube verstellbar verbunden ist. Die Anordnung ermöglicht es, die Stellung des Ambosses so zu wählen, daß der Stoß normal zur gestoßenen Fläche erfolgt. Ist die Justierung des Ambosses einmal richtig durchgeführt, so bleibt sie richtig für alle beliebigen Einstellungen des Hebels H_1 und damit für alle beliebigen Ausschläge des Pendels. Der Hebel H_2 trägt die Arretiervorrichtung. Diese besteht aus einem Elektromagneten E mit einer als Anker ausgebildeten Feder, welche auf einer Seite schmal umgebogen ist derart, daß die Feder in ihrer Ruhestellung das gehobene Pendel durch Eingriff des schmalen Fortsatzes festhält. Wird die Feder angezogen, so fällt das Pendel. Um eine Influenzwirkung des Erregungsstromes auf die Versuchsanordnung zu verhindern, ist der Elektromagnet mit einer geerdeten Metallhülse umgeben und die Stromzuführungsdrähte sind in geerdeten Drahtspiralen geführt.

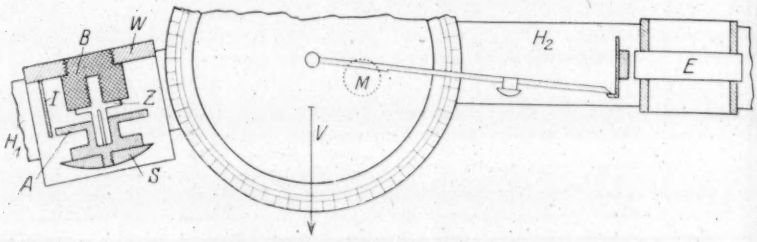


Fig. 1.

Bei starken Schlägen des Pendels auf den Amboß war zur Bestimmung der auf den Amboß übertragenen mechanischen Energie die Ablesung des Umkehrpunktes des nach dem Schlage zurückgehenden Pendels auf der Kreisteilung hinreichend genau. Da jedoch zur Erzielung starker Schläge der Hebel H_1 mit dem Ambosse in tiefer Lage sich befand, mußte ungefähr in der Ruhelage des Pendels eine zweite Arretierungsvorrichtung analog der beschriebenen angebracht werden, um wiederholte Schläge des Pendels auf den Amboß zu verhindern. Bei den ganz schwachen Stößen des Pendels, die bei meinen Versuchen die Hauptrolle spielten, wurde der Amboß so hoch oder die Arretierung so tief gestellt, daß die beim Stoße verlorene Energie und die Luftdämpfung ausreichten, eine zweite Berührung des Pendels mit dem Ambosse mit

Sicherheit zu verhindern. Um bei diesen ganz schwachen Stößen die verbrauchte mechanische Energie mit großer Genauigkeit ermitteln zu können, reicht die Beobachtung der Umkehrpunkte des Pendels auf der Teilscheibe nicht mehr aus. Ich ging daher zur mikroskopischen Beobachtung über.

Ein Mikroskop mit ca. 20facher Vergrößerung, ohne Gestell, wurde auf einem Stativ festgeschraubt und so aufgestellt, daß der scharfe Rand der Pendelstange ungefähr in der durch den punktierten Kreis M der Zeichnung gegebenen Lage im Mikroskop sichtbar wurde. Nun wurde der Hebel H_1 mit dem Amboß so hoch gestellt, daß das Pendel frei ausschwingen konnte. Durch eine große Zahl von Versuchen, die im Laufe der Arbeit immer wieder wiederholt wurde, konnte festgestellt werden, daß der erste Umkehrpunkt des Pendels nach der Rückschwingung, also nach einer vollen Doppelschwingung, immer genau derselbe war. Dies war ein Beweis dafür, daß die Lagerung des Pendels und die Arretiervorrichtung einwandfrei funktionierten. Wurde nun der Hebel H_1 so weit gesenkt, daß das Pendel bei der Schwingung den Amboß berührte, so erfolgte die Umkehr des Pendels nach der Rückschwingung nicht mehr an derselben Stelle, sondern tiefer. Aus der Differenz der Lage der Umkehrpunkte des freischwingenden und stoßenden Pendels konnte dann, ohne irgendwelche Korrekturen wegen Reibungs- und Dämpfungsverlusten anbringen zu müssen, auf die beim Stoße abgegebene mechanische Energie geschlossen werden; sie wurde gleichgesetzt dem Produkte aus der Masse von Pendelstange und Schlagkörper und dem Höhenunterschiede der Lage des Schwerpunktes bei den beiden Umkehrpunkten. Einerseits, um diesen Höhenunterschied genau feststellen zu können, andrerseits zur Feineinstellung von Arretiervorrichtung und Amboß, waren an den Hebeln H_1 und H_2 in der Zeichnung nicht wiedergegebene Mikrometerschrauben vorhanden. Eine genaue Ablesung im Mikroskop machte bei der großen Geschwindigkeit der Pendelbewegung allerdings ziemliche Schwierigkeiten, doch konnten dieselben durch sehr zahlreiche Ableseübungen überwunden werden.

Es ist selbstverständlich, daß die vorstehend beschriebene Versuchsanordnung, wenn man nicht fortwährenden Störungen ausgesetzt sein will, die größte mechanische Stabilität verlangt. Um diese zu erreichen, hatte ich mir eine „Experimentierwand" gebaut. Unmittelbar neben der Marmorwandkonsole, welche das Quadrantenelektrometer trug, habe ich an der Mauer eine starke Tafel aus gesperrtem Fichtenholz in genau vertikaler Lage festgeschraubt. Die Tafel wurde mit Stanniol überzogen. Auf einer solchen Holzwand läßt sich die ganze Versuchsanordnung in idealer Weise aufbauen. Was nicht unmittelbar an der Wand festgeschraubt werden kann, wie z. B. das Mikroskop, wurde mit Hilfe von an der Wand festgeschraubten Stativen befestigt.

Bei der Berechnung der von dem Pendel auf den Amboß übertragenen Energie wurde stillschweigend angenommen, daß tatsächlich die ganze, vom Pendel verlorene Energie auf den Amboß übetragen wird. Diese Annahme ist nur bedingt richtig. Denn wird die Bewegung des Pendels durch Stoß gegen eine beliebige Stelle der Pendelstange gehemmt, so erfährt im allgemeinen die Achse des Pendels ebenfalls einen Stoß, durch den Energie verbraucht wird. Es muß aber auf der Pendelstange einen Punkt geben, an dem gehemmt die Pendelachse keine Erschütterung erfährt. Wird der Schlagkörper an diesem Punkte der Pendelstange befestigt, so trifft praktisch die Annahme voller Energieübetragung auf den Amboß zu. Dieses Problem, das in der Technik eine wichtige Rolle spielt, ist in der technischen Mechanik behandelt. Der von uns gesuchte Punkt heißt Mittelpunkt des Stoßes, er liegt bei unserem Pendel in $^2/_3$ der Pendellänge.

Als Meßinstrument wurde ein Quadrantenelektrometer mit Bernsteinisolation verwendet. Die Kapazität der Versuchsanordnung betrug zuerst 39 cm, später bei geänderter Nadelspannung und einer kleinen Änderung im Aufbau 37 cm. Geringfügige Änderungen an der Aufstellung, wie verschiedene Einstellung des Ambosses, waren auf die Kapazität ohne merkbaren Einfluß.

Im allgemeinen wurden Amboß und Hammer (Stoßkörper) vor Beginn einer Messungsserie mit einem mit konzentriertem Alkohol oder mit Benzin getränkten Lappen aus Flanell gereinigt. Nach dieser Reinigung wurde genügend lange Zeit gewartet, um die gereinigten Flächen trocknen zu lassen. Während dieser Zeit wurde der Hammer durch Bestrahlung vollkommen entladen. Nach jedem Pendelschlage wurde der Hammer in der Regel in derselben Weise eine Minute lang entladen. Diese Entladungsdauer war vollkommen ausreichend, was sich leicht feststellen ließ. In der Regel wurde der Amboß nach jedem Pendelschlage um ein kleines Stück gedreht, so daß der Hammer immer eine frische Stelle der Amboßfläche berührte. Bei den Versuchen wurden verwendet: Hämmer aus Glas, Ebonit, Bernstein und Elfenbein, für den Amboß wurden ausschließlich Stähle verschiedener Härtegrade und Messing benutzt.

Als erste Messungsserie erwähne ich Versuche mit einem Ebonithammer, dessen Stoßfläche einen Krümmungshalbmesser von $2^1/_2$ mm

besaß. Der Amboß war ein ebengeschliffener Stahlamboß. Die im Stoße verbrauchte mechanische Energie schwankte, in erster Linie bestimmt durch die Fallhöhe, zwischen 1000 und 4560 Erg, das am Amboß, der mit dem Quadrantenelektrometer verbunden war, gemessene Potential ergab die extremen Werte von 0,6 und 1,42 Volt, die Ladungswerte lagen zwischen 0,078 und 0,184 elektrost. Einh., und somit hatte die am Ambosse erzeugte elektrische Energie die Grenzwerte $70 \cdot 10^{-6}$ und $435 \cdot 10^{-6}$ abs. Einheiten.

Hieraus ergibt sich ein Umsetzungsverhältnis zwischen elektrischer und mechanischer Energie in den Grenzen $27 \cdot 10^{-9}$ und $95 \cdot 10^{-9}$. Die am Amboß erzeugte Ladung war durchaus positiv.

Mit einem Hartgummihammer, dessen Schlagfläche einen Krümmungsradius von ca. 5 mm besaß, ergaben sich gegen denselben Amboß wesentlich höhere Werte der erzeugten Ladung. Bei einer Serie von Versuchen, bei der die aufgewendete mechanische Energie 1480 Erg betrug, wurden Ladungen gemessen zwischen 0,15 und 0,65 elektrost. Einh., elektrische Energien am Amboß zwischen $3 \cdot 10^{-4}$ und $58 \cdot 10^{-4}$ abs. Einheiten mit einem Umsetzungsverhältnis von $2 \cdot 10^{-7}$ bis $32 \cdot 10^{-7}$. Die Ambobladung war ebenfalls durchaus positiv.

Der große Unterschied zwischen diesem und den vorgenannten Werten ist in erster Linie zu erklären durch die verschiedene Größe der Berührungsflächen, die durch die verschieden starke Krümmung der beiden schlagenden Hämmer bedingt ist. Auch mit anderen Hämmern aus Ebonit, die gleiche Kugelflächen besaßen, ergaben sich Werte, die sich innerhalb der angegebenen Grenzen halten.

Die Bestimmung der erzeugten elektrischen Energie aus der Ambobladung hat kaum einen Wert, denn sie vernachlässigt die Energie des Hammers. Ist auch die Ladung am Hammer bekannt, da sie gleich groß sein muß wie die Ladung am Amboß, so ist es doch kaum möglich, das Potential derselben auch nur annähernd zu schätzen. Infolge der ganz kleinen Fläche, auf der die Hammerladung sich anhäuft, wird man ihr Potential und damit auch die elektrische Energie wohl 10^3 bis 10^4 fach höher annehmen müssen. Dagegen verschwindet die Ambobenergie überhaupt und der Nutzeffekt der Energieumsetzung steigt im Ausmaße der gleichen Potenz.

Mit einer optisch rein geschliffenen Glaskugel von $2^1/_2$ mm Krümmungsradius wurden beim Schlage gegen den eben geschliffenen Stahlamboß unter Umsetzung einer mechanischen Energie von 3140 Erg am Amboß Ladungswerte von 0,052 bis 0,11 elektrost. Einh. gemessen und in der früher geübten Weise ein Nutzeffekt von $11 \cdot 10^{-9}$ bis $50 \cdot 10^{-9}$ bestimmt, ein Wert, der wieder dem kleinen Krümmungsradius der Kugel entspricht. Die Ambobladung war positiv.

Ein Bernsteinhammer mit ca. 70 mm Krümmungsradius ergab bei 435 bis 1100 Erg mechanischer Energie positive Ambobladungen zwischen den Grenzen von 0,13 und 0,72 elektrost. Einh.

Auffallend sind die großen Schwankungen der Werte, die unter scheinbar ganz gleichen Versuchsbedingungen auftreten. Diese Schwankungen sind bedeutend größer, wenn der Amboß gedreht wird, also bei jedem Schlage eine frische Ambobstelle zur Berührung kommt. Wird der Amboß nicht gedreht, trifft also der Hammer dieselbe Ambobstelle, die nach dem Schlage auch nicht gereinigt wird, so sind die Werte im allgemeinen ziemlich konstant, jedenfalls zeigen die Werte aufeinanderfolgender Schläge nur eine geringe Abweichung.

Zur Illustration bringe ich zwei kleine Serien, dargestellt in den Tabellen I und II. Spannung und Ladung Q wurden am Amboß bestimmt.

Tabelle I.

Schlag Nr.	Volt	$10^2\ Q$ in elektrostat. Einh.
1	0,71	9,2
2	0,92	12,0
3	0,93	12,0
4	0,67	8,7
5	0,67	8,7
6	0,51	6,6
7	0,41	5,3

Tabelle II.

Schlag Nr.	Volt	$10^2\ Q$ in elektrostat. Einh.
1	0,77	10,0
2	0,77	10,0
3	0,80	10,4
4	0,82	10,6
5	0,77	10,0
6	0,80	10,4

Auf Grund dieser Ergebnisse drängt sich einem die Frage zur Entscheidung auf: Soll der Amboß bei den Versuchen gedreht werden oder nicht? Es ist zwar für den Experimentator ein unangenehmes Gefühl, bei scheinbar ganz gleichartigen Vorgängen Messungsergebnisse zu erhalten, die sich um 100 Prozent und mehr voneinander unterscheiden. Aber für welche Stelle der Ambobfläche hätte ich mich entscheiden sollen? Welche Stelle ergab einen Wert, der für die Substanz des Ambosses oder des Hammers charakteristisch ist? Die Abweichungen, die die Werte einer Serie, gewonnen unter ganz gleichartigen Versuchsbedingungen aber bei Drehung des Ambosses, untereinander aufweisen, sind viel größer als die Abweichungen, die sich ergeben, wenn das Material gewechselt wird. Ich habe als Ambosse Stahlscheiben ver-

wendet, die zwar alle aus demselben Stahlstücke herausgeschnitten, aber wärmetechnisch ganz verschieden behandelt waren: Die eine Scheibe war glashart, die andere gelb angelassen, eine dritte war ganz weich und eine vierte war auf der einen Hälfte glashart, während die andere Hälfte weich gehalten war. Ihre Oberflächen waren aber nach Möglichkeit ganz gleich poliert. Die einzelnen Scheiben ergaben, als Ganzes betrachtet, nichts Auffälliges gegeneinander und die Schwankung der Werte untereinander behielt dasselbe Bild. Obwohl ich sehr verschiedene Stoffe untersuchte und mir naturgemäß daran liegen mußte, Konstanten für die untersuchten Stoffe zu gewinnen, hatte ich selbst bei den Versuchen vielmehr das Gefühl, als ob es sich um die Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit des verwendeten Materials handeln würde. Aus vielen Serien ersieht man auch einen Gang der Werte, der mit der Ordnung des Schlages zusammenhängt: Die erzielten Ladungen werden im allgemeinen mit jedem Schlage kleiner. Ich habe daher auch in dieser Richtung Versuche angestellt derart, daß ich zuerst eine kleine Messungsserie durchführte, dann mit dem Pendel tote Schläge gegen den Amboß führte, d. h. Schläge, bei denen der Amboß geerdet blieb und das Pendel nach den einzelnen Schlägen nicht entladen wurde. Dann erfolgte eine gründliche Entladung des Pendels, mehrere Pendelschläge unter Messung der erzeugten Ladung und wieder tote Schläge usw. Der Amboß wurde hierbei nicht gedreht. Ich gebe eine solche Versuchsserie in Tabelle III wieder.

Tabelle III.

Schlag Nr.	Volt	$10^2\ Q$ in elektrostat. Einh.	Tote Schläge
1	1,54	20,0	
2	1,33	17,2	
3	1,00	13,0	
4	1,00	13,0	
5	0,90	11,7	
6	0,79	10,2	
7	0,89	11,6	
			4
12	0,77	10,0	
13	0,77	10,0	
14	0,80	10,4	
15	0,82	10,6	
16	0,77	10,0	
17	0,80	10,4	
			50
68	0,60	7,8	
69	0,60	7,8	
70	0,60	7,8	
			50
121	0,60	7,8	
122	0,60	7,8	
			100
223	0,52	6,7	
224	0,50	6,5	
225	0,50	6,5	

Tabelle IV.

Schlag Nr.	Volt	$10^2\ Q$ in elektrostat. Einh.
226	1,23	16,0
227	1,16	15,0

Nach dieser Serie wurde der Amboß gedreht und ohne sonstige Änderung wurden einige Schläge gemessen. Bezügliche Werte sind in der Tabelle IV wiedergegeben. Bei Benutzung eines frischen Teiles der Amboßfläche schnellt also der Wert der Ladung wieder auf den Wert empor, der bei Beginn der Messung vorhanden war.

Daß also die Beschaffenheit der Oberfläche der sich berührenden Körper eine ausschlaggebende Rolle spielt, geht aus den Versuchen deutlich genug hervor. Ich habe mich bemüht, Firmen zu finden, die es übernehmen würden, mir meine Versuchsobjekte vollkommen einwandfrei zu polieren, habe am Platze aber keine gefunden. Die Inanspruchnahme auswärtiger Firmen kam aber mit Rücksicht auf die Kosten und den Zeitverlust nicht in Frage, ich mußte mich auf meine eigene Kunst beschränken. Abgesehen davon, daß jedes Material wieder eigene Poliermittel verlangt, die oft nicht bekannt sind, ist das Polieren eine Kunst, die gelernt sein will. So nahm das Polieren der Flächen allein eine Reihe von Wochen in Anspruch und trotzdem war das Resultat nicht ganz befriedigend. Richards, der bei seinen Versuchen zur gleichen Erkenntnis über den Wert der Oberflächenbeschaffenheit gekommen ist, war in der Beschaffung hochpolierter Flächen, wie auch seine Resultate zeigen, glücklicher als ich. Wenn man aber dessen Resultate mit den meinen vergleichen will, darf man eines nicht übersehen: Richards verwendet bei seinen Versuchen durchaus große Berührungsflächen, da er ja ebene Flächen von ziemlicher Ausdehnung zur Berührung bringt; seine Werte sind also von vornherein Mittelwerte über eine große Fläche und die gute Übereinstimmung der bei seinen Versuchen gewonnenen Zahlen ist dadurch allein hinreichend erklärt. Es wäre vielleicht lohnend, meine Versuche bei Verwendung von Flächen so sorgfältiger Bearbeitung, wie sie Richards zur Verfügung standen, zu wiederholen. Da die Beschaffung hochpolierter Gläser auch am hiesigen Platze möglich ist und die Anstellung von Versuchen, bei denen gleichartige Isolatoren miteinander zur Wirkung kommen, von Interesse ist, besonders wenn sie sich in physikalischer Hinsicht, z. B. durch Spannungszustände, voneinander unterscheiden, hoffe ich bezügliche Untersuchungen noch durchführen zu können.

Sehr interessant sind die Resultate, die mit einem Elfenbeinhammer erzielt worden sind. Die Schlagflächen hatten bei den ersten Versuchsserien einen Krümmungsradius von 110 mm. Als Amboß wurde zunächst wieder der eben geschliffene Stahlamboß verwendet, der nach jedem Schlage etwas gedreht wurde. Bei einer Serie, die einer ganzen Ambo ßdrehung entspricht, ergaben sich zuerst durchaus negative Werte der Ladung, dann trat eine geschlossene Reihe positiver Ladungswerte auf, der dann wieder negative Werte folgten. Dasselbe Spiel wiederholte sich bei Einsetzung der Stahlscheibe I, die glashart ist und an der Stoßfläche eine Kugelfläche von 143 mm Radius trägt. Bei diesen Versuchen wurde die zu jedem Pendelschlage zugehörige Ambo ßstellung abgelesen und zwar wurde zuerst eine Reihe aufgenommen, bei der der Ambo ßindex durchaus geradzahlig war, die ungeradzahligen Ambo ßstellungen wurden also übergangen. Die folgende Versuchsreihe betrifft dann jeweils die ungeraden Indexstellen.

Der Übersichtlichkeit halber stelle ich die Versuchsergebnisse in einer Kurve dar: I und II. In der Abszissenachse sind die Indizes der Ambo ßstellungen aufgetragen, also jene Ambo ßstellen bezeichnet, auf die das Pendel schlug. Da es sich um eine Kreisteilung handelt, liegen die Punkte 1 und 34 nebeneinander, die Kurven müßten sich eigentlich schließen; als Ordinaten die am Amboß gemessenen Ladungen, und zwar entsprechend der positiven Achse positive, der negativen Achse negative Ladungen. Bei Kurve I findet ein einmaliger, bei Kurve II ein zweimaliger Wechsel des Vorzeichens statt, aber dieser Wechsel erfolgt ungefähr an derselben Ambo ßstelle. Vor Durchführung der Messungen für Kurve II wurde der Amboß mit Flanell trocken abgerieben.

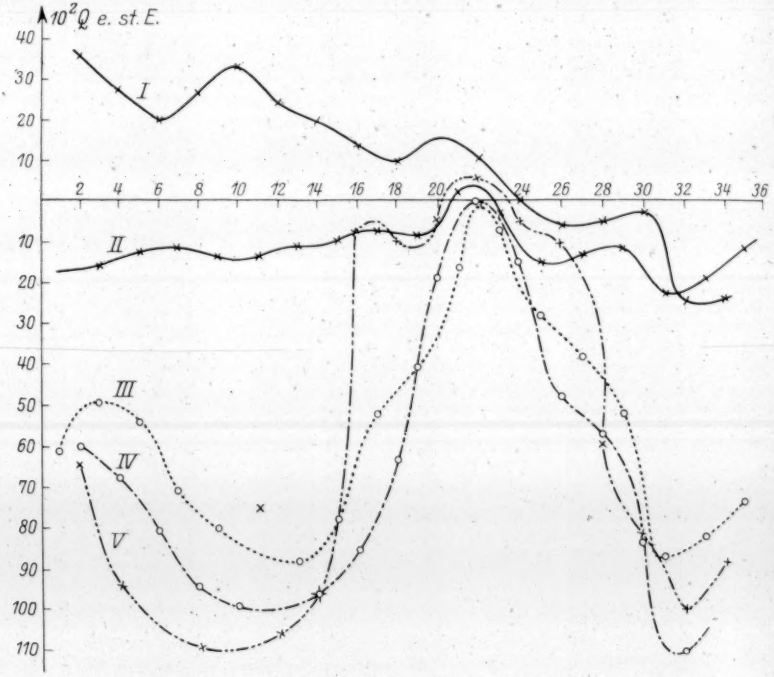


Fig. 2.

Nach diesen Messungen habe ich an den Elfenbeinhammer eine ebene Fläche angeschliffen, die Fläche poliert und in der gewohnten Weise mit Alkohol gereinigt. Die beiden Kurven III und IV wurden mit diesem Pendel unmittelbar

aufeinanderfolgend gewonnen, ohne daß an Amboß und Pendel gerührt worden wäre. Diese beiden Kurven ergeben keinen Vorzeichenwechsel mehr, aber das Minimum jeder der beiden Kurven tritt an derselben Stelle des Ambosses auf, an der früher der Vorzeichenwechsel stattfand und zwar nähern sich diese beiden Minima knapp der Nullinie. Unmittelbar anschließend wurden mit dem Pendel 100 tote Schläge ausgeführt und dann eine neuerliche Serie gemessen. Diese dritte Serie ist dargestellt in der Kurve V. Bei dieser Kurve tritt wieder die zweimalige Umkehrung des Vorzeichens an derselben Amboßstelle auf und die Kurve zeigt im allgemeinen den Verlauf ihrer beiden Vorgängerinnen. Analoge Kurven wurden auch mit einem Amboß erhalten, der zur Hälfte glashart, zur Hälfte weich war.

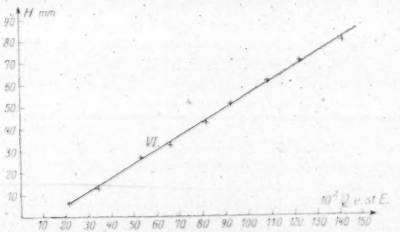


Fig. 3.

Um die Abhängigkeit der Ladung von der Fallhöhe zu bestimmen, habe ich die Kurve VI aufgenommen: In der Abszissenachse ist die erzeugte Ladung, in der Ordinatenachse die Fallhöhe des Pendels in Millimetern aufgetragen. Die Kurve scheint eine Gerade zu sein, die erzeugte Ladung ist proportional der Fallhöhe des Pendels. Dieses Anwachsen der Ladung ist hauptsächlich der Vergrößerung der Berührungsfläche bei verstärktem Stoße zuzuschreiben.

Theoretische Überlegungen.

Die Vorteile, die die Theorie der Reibungselektrizität aus der Durchführung von Versuchen bisher gehabt hat, sind nicht sehr bedeutend. Die Fülle der Erscheinungen ist übermäßig groß, ihr Auftreten scheint aber an kein einheitliches Gesetz gebunden zu sein. Die Unsicherheit des Experimentes geht soweit, daß es dem Forscher im allgemeinen nicht einmal möglich ist, die eigenen Versuchsresultate mit Sicherheit zu reproduzieren. Sehr treffend werden die Verhältnisse durch Richards[1]) charakterisiert, der sagt, as Gemeinsame der Arbeiten auf dem Gebiete der Reibungselektrizität bestehe darin, daß sie nichts Gemeinsames haben.

Ich habe mich bereits durch mehrere Jahre mit Versuchen auf diesem Gebiete beschäftigt. Es ist natürlich, daß damit auch das Streben verbunden war, über die Mechanik der Entstehung der Reibungselektrizität ein Bild zu gewinnen und ich hoffe, daß diese Bemühungen nicht ganz vergeblich waren.

Nach den Vorstellungen der Atomtheorie besteht das Atom aus einem positiven Kern, der von negativen Elektronen umkreist wird. Die negativen Elektronen zerfallen je nach ihrer zufälligen Einordnung in 2 Gruppen, in solche, deren Bahn so stabil ist, daß ihre Abtrennung mit den Hilfsmitteln der Chemie oder den „alten" Hilfsmitteln der Physik nicht gelingt, und in Elektronen leichter Abspaltbarkeit, durch die das elektrische Verhalten des Atoms nach außen und seine chemische Bindefähigkeit bestimmt werden: die Valenzelektronen. Die Valenzelektronen sind es, welche die Reibungselektrizität liefern. Wir wissen aus der Atomtheorie auch, daß jedem Atome eines bestimmten Elementes ein ganz bestimmter Aufbau aus einer ganz bestimmten Anzahl von Elektronen entspricht. Jedem Atome werden daher auch ganz bestimmte Eigenschaften bezüglich des Verhaltens seiner Valenzelektronen zukommen müssen. Bei oberflächlicher Betrachtung müßte man daher erwarten, daß jedes Element im Gebiete der Reibungselektrizität ein charakteristisches Verhalten zeigt, daß jedem Elemente eine bestimmte Materialkonstante zukommt, oder mit anderen Worten, daß das Verhalten der verschiedenen Stoffe bei reibungselektrischen Versuchen durch eine feste „Spannungsreihe" im voraus festgelegt sei. Es sind solche Spannungsreihen auch von verschiedenen Physikern aufgestellt worden, aber jeder hat auf Grund seiner eigenen Ergebnisse eine eigene Reihe aufgestellt und Richards[1]) sagt, die einzige, zwar enttäuschende Charakteristik dieser Reihen besteht darin, daß nicht zwei von ihnen gleich sind. Nach dem Gesagten muß es daher als aussichtslos gelten, einzig und allein aus dem Baue des Atoms der einzelnen Elemente auf ihr reibungselektrisches Verhalten schließen zu wollen.

Der Art ihrer Entstehung nach ist die Reibungselektrizität ein Oberflächeneffekt. Um zum Verständnisse ihrer Erscheinungen zu gelangen, werden wir daher in erster Linie die an der Oberfläche der Körper herrschenden Verhältnisse berücksichtigen müssen. Daß an der Oberfläche der Körper abnorme molekulare Verhältnisse herrschen, tritt bei den Flüssigkeiten am auffallendsten hervor in den Erschei-

1) Electrification by impact. Phys. Rev. (2) 16. 1920.

1) l. c.

nungen der Kapillarität und Oberflächenspannung. Diese Erscheinungen werden in einfacher Weise dadurch erklärt, daß die Randmoleküle einer einseitigen Kraftwirkung unterliegen. Nun ist zwar das kapillare Verhalten der verschiedenen Flüssigkeiten durch die Größe ihrer Kapillarkonstante, also einer Materialkonstante, bestimmt, die Größe der in einem bestimmten Falle auftretenden Kräfte hängt jedoch in überragendem Maße von den geometrischen Oberflächenverhältnissen ab. Wollten wir den Versuch unternehmen, ohne Berücksichtigung dieser geometrischen Verhältnisse die Kapillarkonstante der verschiedenen Flüssigkeiten zu bestimmen, so wäre dies ein vergebliches Bemühen.

Bei den festen und flüssigen Stoffen sind die Abstände der einzelnen Moleküle und Atome feste, gegebene Größen. Wir können mit Grund annehmen, daß dieser gegenseitige Abstand der Moleküle durch die Bahnen der festgebundenen Elektronen bestimmt wird, daß also die Bahn der Valenzelektronen auf diesen Abstand ohne Einfluß ist. Diese Annahme ist schon berechtigt mit Rücksicht auf das Verhalten der Leitfähigkeit der Metalle gegenüber Temperaturveränderungen: bei gewöhnlicher Temperatur werden die Bahnen der Valenzelektronen teilweise übergreifen und sich stören und eine Dissoziation erzeugen. Steigt die Temperatur, so entfernen sich die Moleküle voneinander, die Bahnstörungen der Valenzelektronen werden geringer, die Dissoziation sinkt, der Widerstand steigt. Bei Abkühlung tritt der entgegengesetzte Effekt ein und im Falle der Ultraleitfähigkeit sind die Moleküle so weit genähert, daß die Bewegungsbereiche der Valenzelektronen derart ineinandergreifen, daß dieselben ohne Energieverlust ihren Bewegungsbereich zu wechseln vermögen. Die gegenseitige Lage der Moleküle zueinander ist also jedenfalls auf das Verhalten der Valenzelektronen von größtem Einfluß. Wenn nun, wie dies die Oberflächenerscheinungen bei den Flüssigkeiten sehr deutlich zeigen, an der Oberfläche der Körper zwischen den Molekülen ganz abnorme Kraftverhältnisse bestehen, die zur Auslösung sehr sinnfälliger mechanischer Kräfte führen, so müssen wir um so mehr annehmen, daß an der Oberfläche der Körper auch die Bahn- und damit auch die Stabilitätsverhältnisse der Valenzelektronen gestört sein werden. Für die Größe der Gleichgewichtsstörungen in den Randmolekülen der Flüssigkeiten haben wir ein Maß in der Größe der auftretenden kapillaren Kräfte. Diese werden daher auch ein Maß sein für den Umfang, in dem die Bahnen der Valenzelektronen und damit ihre Stabilität von den Randverhältnissen der Moleküle beeinflußt werden. Wenn auch bei festen Körpern infolge der Unverschiebbarkeit der Moleküle gegeneinander die Kräfte der Oberflächenspannung nicht zur Auswirkung kommen, sind sie nichtsdestoweniger vorhanden und die Einwirkung auf die Valenzelektronen wird bei Flüssigkeiten und festen Körpern keine verschiedene sein. Wir müssen daher annehmen, daß wie bei den Kapillarerscheinungen auch bei den Erscheinungen der Reibungselektrizität die Gestaltung der Oberflächenverhältnisse gegenüber den Stoffkonstanten eine ausschlaggebende Rolle spielt.

Bei Flüssigkeiten sind Oberflächenformen leicht zu überblicken: Sie sind einesteils bestimmt durch die Form des Gefäßes, andernteils, soweit es sich um freie Oberflächen handelt, durch die Gesetze der Oberflächenspannung. Während also bei den freien Flüssigkeitsoberflächen Unregelmäßigkeiten nicht vorkommen, ist die Oberflächenform bei den festen Körpern, selbst dann, wenn die Oberflächen, wie bei meinen Versuchen, angenähert poliert sind, keine durchaus einheitliche, da schon die Größenverhältnisse des Moleküls eine Rolle spielen.

Um reproduzierbare Werte zu bekommen, könnte man daher daran denken, auf das Polieren der Stoßflächen zu verzichten und gleichmäßige Oberflächenbeschaffenheit bei den Metallflächen dadurch herzustellen, daß man das Metall unter Vakuum oder einem chemisch nicht reagierenden Gas schmilzt und, um das Auftreten von Spannungen zu vermeiden, sehr langsam erkalten läßt. Richards ist vielleicht der einzige, der bei seinen Versuchen wirklich reproduzierbare Werte erhalten hat. Er verwendet aber als Stoßflächen verhältnismäßig große, ebene Flächen und seine Werte sind aufzufassen als Integralwerte, die zwar vielleicht eher zur Festlegung bestimmter Konstanten für die Reibungselektrizität führen, als Mittelwerte aber weniger Einblick in den Mechanismus der Ladungstrennung gewähren.

Wenn es nun auch durch die vorstehenden Überlegungen als wahrscheinlich gelten kann, daß die Oberflächengestaltung der Körper bei reibungselektrischen Versuchen eine ausschlaggebende Rolle spielt, so reicht diese Erkenntnis zur restlosen Erklärung der Erscheinungen doch nicht aus. Schon rein gefühlsmäßig ist man versucht, das Ladungsvorzeichen, das ein Körper bei seiner Reibung mit einem anderen Körper erhält, als Charakteristikum des Stoffes aufzufassen, es als wesentlichen Unterschied anzusehen, ob er mit „Glas- oder Harzelektrizität" sich auflädt. Ich bringe wohl keinen neuen Gedanken, wenn ich sage, daß die Reibungselektrizität dadurch entsteht, daß zwei in irgendeiner Weise verschiedenartige Körper einander so nahe gebracht werden (unmittelbare, kräftige Berührung ist hierzu

vielleicht gar nicht notwendig), daß die Bahnen ihrer Valenzelektronen gesprengt, das Valenzelektron aus seinem Verbande gerissen wird. Wir haben aber keinen Grund, anzunehmen, daß dieser Vorgang sich auf einen der beiden reibenden Körper allein beschränkt, daß also der eine Körper Elektronen nur abgibt und sich daher positiv auflädt, während der zweite Körper nur Elektronen empfängt und dadurch negativ geladen erscheint. Auf Grund der Erscheinungen müssen wir annehmen, daß beide Körper Elektronen abgegeben und beide Körper Elektronen empfangen. Auf Grund irgendwelcher physikalischer Unterschiede, die zwischen beiden Körpern bestehen und die eventuell einzig und allein aus der geometrischen Verschiedenartigkeit der Oberflächenbeschaffenheit der beiden Körper hervorgehen, wird die Zahl der Elektronen, die beide Körper beim Reibungs- oder Stoßprozeß abgeben, nicht gleich groß sein: der eine Körper gibt mehr Elektronen ab als er von seinem Gegner zurückbekommt und wird daher positiv geladen, während der zweite eine negative Ladung erhält. Das Endresultat ist also dasselbe, als ob der eine Körper Elektronen nur abgegeben, der andere nur empfangen hätte und doch besteht zwischen beiden Vorgängen ein wesentlicher Unterschied: in dem einen Fall wird die gesamte in Bewegung gesetzte Elektrizität als Ladung offenbar, in dem anderen tritt nur die Differenz der bewegten Elektrizitätsmengen als Ladung in Erscheinung. Daß dieser letztere Vorgang der Wirklichkeit entspricht, läßt sich auf Grund der verschiedenen Versuchsresultate leicht entscheiden.

Aus den Versuchen verschiedener Forscher geht eindeutig hervor, daß die Ökonomie bei Erzeugung von Reibungselektrizität eine sehr geringe ist: von der aufgewendeten mechanischen Energie wird kaum 1 Proz. in Form von elektrischer Ladung wiedergefunden. Dieses Resultat ist sofort verständlich, wenn es sich um eine Differenzladung handelt. Auf Grund dieses Umsetzungsverhältnisses zwischen mechanischer und aufscheinender elektrischer Energie können wir schließen, daß die nachweisbare elektrische Ladung nur einen ganz geringen Bruchteil der beim Prozesse tatsächlich in Bewegung gesetzten Elektrizitätsmengen ausmacht, daß also die von den beiden stoßenden Körpern abgegebenen Elektronenmengen nahezu gleich groß und ihrem absoluten Werte nach sehr groß sein müssen. Diese Erkenntnis führt unmittelbar dazu, die durch Reibung oder Stoß erzeugte Elektrizitätsmenge Q in der Form zu schreiben:

$$Q = C\,(K_1 - K_2),$$

wobei K_1 und K_2 sich je auf einen der reibenden Körper beziehen und C einen Proportionalitätsfaktor bedeutet. Die Größen K enthalten nicht bloß eine Materialkonstante, sondern auch alle Einflüsse, die eine Änderung in der Stabilität der Bahn der Valenzelektronen bewirken, also auch Oberflächenverhältnisse. Die Produkte CK_1 und CK_2 stellen, wenn wir unter Q nur die negative Ladung verstehen, die Summe der je von den beiden Körpern abgegebenen Elektronen vor. Auch Richards u. a. kommen zur gleichen Formel, allerdings auf anderem Wege und unter abweichender Bedeutung der einzelnen Größen.

Die Annahme, daß es sich bei den Erscheinungen der Reibungselektrizität nur um eine Differenz zweier nahezu gleich großer Ladungen handelt, erklärt mit einem Schlage gerade jene Fragen, die bisher einer Klärung am schwersten zugänglich schienen: Die scheinbare große Willkür, ja Gesetzlosigkeit auf dem Gebiete und die überaus große Empfindlichkeit der Vorgänge gegen die geringsten äußeren Einflüsse. Der Mechanismus der Reibungselektrizität ist nach dieser Vorstellung zu vergleichen mit den Nullmethoden der messenden Physik, mit der Wirkungsweise eines Differentialgalvanometers. Auch beim Differentialgalvanometer können wir, solange Gleichgewicht herrscht, nichts aussagen über die fließenden Ströme, es wäre denn, daß dieselben so stark sind, daß das Instrument sich erwärmt; dann wissen wir auch nur, daß die Ströme sehr stark sind. Sobald aber nur die geringste Störung im Gleichgewichte der Stromwirkungen eintritt, gibt das Instrument einen Ausschlag. Wenn wir annehmen dürfen, daß in günstigen Fällen, in denen die aufgewendete mechanische Energie äußerst klein ist, wie dies wenigstens zum Teile bei meinen Versuchen der Fall ist, die mechanische Energie unmittelbar in elektrische Energie und erst auf diesem Umwege größtenteils in Wärme verwandelt wird, so beträgt die im allgemeinen übrigbleibende Energie der Differenzladung wohl weniger als 1 Promille der mechanischen Energie. Würden daher bei den reibungselektrischen Erscheinungen die gesamten bewegten Elektronen als Ladung auftreten, so wären wir mit unseren Meßinstrumenten wahrscheinlich nicht imstande, die Ladungsunterschiede zwischen den beiden reibenden Körpern, die wir tatsächlich allein feststellen, mit Sicherheit nachzuweisen, und auf dem Gebiete würde eine beglückende Gesetzmäßigkeit herrschen. Durch unsere Vorstellung verliert auch der so oft beobachtete und immer als besonderes Ereignis gewertete Vorzeichenwechsel seine Bedeutung und sinkt von einem wesentlichen Merkmal zu einer rein quantitativen Größe herab. Erst auf Grund dieser Vorstellungen ist es voll begreiflich, daß die Oberflächengestaltung den ihr von uns zugeschriebenen Einfluß auszuüben vermag.

An früherer Stelle habe ich angedeutet, daß es nach meiner Auffassung zur Erzeugung von Reibungselektrizität genügen dürfte, wenn zwischen den zwei stoßenden oder reibenden Körpern gar kein anderer physikalischer Unterschied besteht als der, der durch verschiedene Oberflächengestaltung der Körper bedingt ist. Der experimentellen Prüfung auf die Richtigkeit dieser Anschauung stehen keine unüberwindlichen Schwierigkeiten entgegen. Die Kapillaritätskonstante des Wassers ist groß und die unter günstigen geometrischen Verhältnissen auftretenden Kapillarkräfte sind daher sehr bedeutend. Die in der Atmosphäre sich bildenden Wassertröpfchen, die Nebel und Wolken entstehen lassen, sind außerordentlich klein. Infolge ihres so kleinen Durchmessers erreichen bei diesen Wasserkügelchen die durch die Oberflächenspannung erzeugten Druckkräfte so hohe Werte, daß sich dieselben wie feste, elastische Körper verhalten. Stoßen zwei solche Kugeln zusammen, so wird in vielen Fällen keine Vereinigung der beiden Tröpfchen, sondern Reflexion eintreten. Sind die beiden Tröpfchen gleich groß, so wird sich dabei nichts Besonderes ereignen. Besitzen aber die beiden Tropfen verschieden große Durchmesser und damit auch verschieden große Oberflächenspannung und Elastizität, so sind Bedingungen gegeben, die nach unserer Auffassung beim Stoße zur Bildung elektrischer Ladungen führen müssen, die bei günstigem Verhältnisse der Radien der stoßenden Kugeln vielleicht sogar recht bedeutend sein werden. Die Bedingungen, unter denen solche Zusammenstöße in der Natur vorkommen können, sind zahlreich vorhanden. Die verschiedene Tropfengröße allein schon bedingt verschiedene Fallgeschwindigkeit derselben, indem die kleinsten Tröpfchen schweben bleiben, größere Tropfen aber zu Boden sinken. Luftströmungen, besonders wenn sie stoßartig auftreten (Böen), erteilen Tropfen verschiedener Größe verschiedene Geschwindigkeiten.

Es ist bereits eine ganze Reihe verschiedener Theorien über die Gewitterbildung aufgestellt worden, heute scheinen sie alle verlassen zu sein, auch die mit soviel Hoffnung zur Erklärung herangezogene Lenardwirkung hat schließlich versagt. Nach K. Kähler, der in einer schönen Zusammenstellung (Kähler, Elektrizität der Gewitter, Sammlung Borntraeger, Bd. 3, Berlin, 1924) den ganzen Fragenkomplex ausführlich behandelt, hat heute nur mehr die Influenztheorie von Elster und Geitel Bestand. Aber auch diese Theorie bedeutet keine zwanglose Lösung, vielmehr nur einen Lösungsversuch. Wir müssen diese Theorie beibehalten, weil wir sie durch nichts Besseres zu ersetzen vermögen.

Daß mit unseren neuen Vorstellungen, falls ihnen eine reale Grundlage entspricht, eine neue, sehr aussichtsreiche Erklärung der Gewitterbildung gegeben ist, bedarf kaum einer besonderen Erwähnung. Der experimentelle Nachweis für die Richtigkeit der Vorstellung wird, besonders wenn auch die quantitativen Verhältnisse erforscht werden sollen, nicht sehr leicht zu erbringen sein. Bei dem gänzlichen Mangel an Hilfsmitteln — dem Institute steht weder Geld noch ein Mechaniker zur Verfügung — sind die Aussichten, daß ich selbst bald mit der Durchführung erfolgreicher Versuche rechnen kann, nicht sehr groß.

Schon Helmholtz, in neuester Zeit Richards u. a. haben darauf hingewiesen, daß die Vorgänge bei der Bildung der Reibungselektrizität und Voltaelektrizität wesentlich dieselben seien. Vielleicht ist es nicht unbegründet, diese Vermutung noch weiter auszudehnen und zu sagen, daß in allen Fällen, in denen Elektrizität durch Nahwirkung entsteht (Piezo-, Thermo-, Kontakt-Elektrizität), derselbe Mechanismus in Tätigkeit tritt. Jedenfalls aber liegt der Gedanke nahe, auch auf dem Gebiete der Voltaelektrizität zu untersuchen, ob die geometrische Form der Elektrode einen Einfluß besitzt. Trifft dies zu, so müssen sich zwischen zwei gleichartigen Elektroden, die sich voneinander nur durch die Stärke ihrer Oberflächenkrümmung unterscheiden, Potentialdifferenzen nachweisen lassen. Ein Effekt ist von vornherein nur zu erwarten, wenn es sich um stärkste Krümmungsunterschiede handelt, wenn der Radius der zweiten Elektrode vielleicht 0,01 oder gar nur 0,001 mm beträgt. Drähte aus unedlem Metalle von solcher Stärke standen mir nicht zur Verfügung. Ich versuchte es daher, auf der Drehbank mir ganz feine Spitzen aus chem. reinem Zink und Kupfer herzustellen. Beim Zink schlugen diese Versuche mit Rücksicht auf dessen grob kristalline Struktur vollkommen fehl. Auch der Versuch, geschmolzenes Zink in eine außen elektrisch geheizte Glaskapillare einzupressen und die Glashülle nachträglich zu entfernen, führte zu keinem Ergebnis. Aus Elektrolytkupfer konnte ich jedoch Spitzen herstellen, deren Dicke nur mehr 0,02 mm betrug. Ich brachte nun eine geerdete Elektrode aus dickem Kupferdraht in eine Lösung von $CuSO_4$ und setzte die mit dem Quadrantenelektrometer verbundene dünne Kupferspitze so ein, daß die Spitze die Sulfatlösung gerade berührte. Es trat zwar ein kleiner Effekt auf, aber derselbe war so unbedeutend und unsicher, daß ich aus demselben keinen Schluß ziehen möchte. Die Verwendung einer Spitze ist bei dieser Anordnung des Versuches auch sehr ungünstig, denn infolge der kapillaren Kräfte steigt die Flüssigkeit an der Spitze hoch, so daß auch Partien

bedeutend schwächerer Krümmung mit dem Elektrolyten zur Berührung kommen und den eventuell vorhandenen Effekt der feinen Spitze nicht zur Beobachtung kommen lassen. Auf indirektem Wege jedoch läßt es sich sehr leicht und schön zeigen, daß der gesuchte Effekt tatsächlich vorhanden sein muß: bringt man eine feine Kupferspitze als Anode und einen Kupferring als Kathode in den Elektrolyten (siehe Figur), so erfolgt der

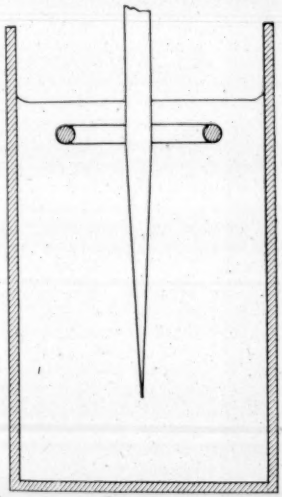


Fig. 4.

Abbau nicht konform, sondern es verschwindet trotz der ungünstigen Elektrodenanordnung die feine Spitze; der Ablauf des Prozesses erfolgt in solcher Weise, daß ein Ausgleich der Krümmungsverhältnisse herbeigeführt wird. Derselbe Effekt tritt ein, wenn man eine Metallspitze in verdünnter Säure auflöst: Auftreten von Lokalströmen.

Ich hoffe, daß es mir möglich sein wird, mir ganz dünne Drähte aus verschiedenen Metallen zu beschaffen oder selbst herzustellen, um auf diesem Wege auch zu quantitativen Beziehungen zu gelangen.

Aus den vorliegenden Ausführungen geht wohl hervor, daß es schwer sein dürfte, aus Reibungsversuchen ausschließlich mit festen Körpern zu einem klaren Bilde über die Vorgänge bei der Entstehung der Reibungselektrizität zu gelangen. Versuche mit Flüssigkeiten bringen den Vorteil wohldefinierter Oberflächenverhältnisse und werden zur Feststellung des Einflusses dieser Verhältnisse nicht zu umgehen sein. Ich habe meine Versuche bereits auf das Gebiet der Gase übertragen. Nachdem die bis jetzt durchgeführten Vorversuche positive Resultate ergeben haben, hoffe ich in absehbarer Zeit darüber berichten zu können.

Zusammenfassung.

Es wird über eine neue Methode zur Erzeugung von Reibungselektrizität durch Stoß berichtet. Die Ergebnisse der Versuche werden besprochen und insbesondere auf den Einfluß der Oberflächenbeschaffenheit hingewiesen. Es werden eigene Anschauungen über den Mechanismus der Bildung von Reibungselektrizität, die als Differenzladung angesprochen wird, entwickelt und auf Grund derselben ein neuer Weg gezeigt, der zur Erklärung der Gewitterbildung führen kann. Es werden korrespondierende Versuche, auf dem Gebiete der Voltaelektrizität besprochen und die Mitteilung neuer Versuche über die Erzeugung von Reibungselektrizität durch Gase wird in Aussicht gestellt.

Innsbruck, Physik. Institut der Universität im Februar 1927.

(Eingegangen 21. Februar 1927.)

Ein Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents.

Von U. Adelsberger.

Im folgenden soll ein Apparat zur Messung des mechanischen Wärmeäquivalents beschrieben werden, der sich im Praktikum des hiesigen zweiten physikalischen Instituts gut bewährt hat. Allerdings braucht man zu seiner Verwendung Drehstrom.

Wir gingen von der Überlegung aus, daß die Wirbelstrombremse gegenüber dem Pronyschen Zaum bekanntlich große Vorteile besitzt, daß es also ratsam ist, an Stelle von Reibungskoppelung, wie sie etwa beim alten Jouleschen Apparat zwischen dem zylindrischen Kalorimeter und den Schaufelrädern in Wirksamkeit tritt, elektromagnetische Koppelung zu benutzen.

Das führte zu folgender Konstruktion.

Beschreibung des Apparates und seiner Wirkungsweise.

In das Drehfeld eines horizontal gelagerten Drehstromstators S (Fig. 1), (Durchmesser 10 cm)

wird ein massiver Kupferzylinder K von 2,5 cm Durchmesser und 4,5 cm Höhe, der an einer Hartgummistange befestigt ist, mittels einer Spiralfeder aus Stahl hineingehängt (die engere Feder in der Figur). Diese Feder bestimmt durch ihre Direktionskraft die Gleichgewichtslage des Kupferzylinders und wird mitsamt der weiten, feinen Spiralfeder F aus Kupfer als Stromzuführung für die Thermosäule T benutzt.

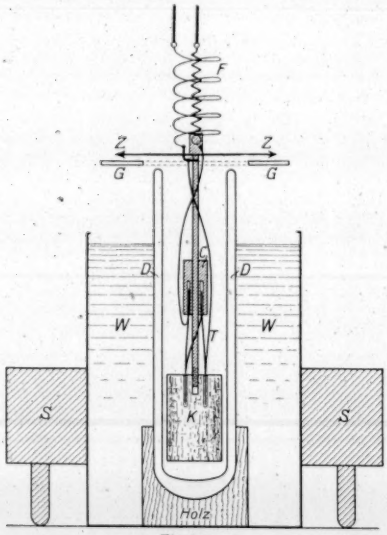


Fig. 1.

Diese dient zur Temperaturmessung und besteht aus 4 Kupfer-Konstantanelementen, deren zu erwärmende Lötstellen sich in dünnen Bohrlöchern des Kupferzylinders befinden, während die Lötstellen konstanter Temperatur in enge Bohrungen eines Hartgummizylinders C eingelassen sind, der 3 cm über dem Kupferzylinder an der Hartgummistange sitzt. Zum Schutze wird das Ganze von einem Dewargefäß D (mit einigem Spielraum) umgeben, das in einem Wasserbade W steht. Dieses Bad hält die Wärme der Statorwicklung von der Meßvorrichtung fern. An dem oberen Ende der Hartgummistange befinden sich zwei diametral gegenüberliegende Zeiger Z, die über einer Gradteilung G spielen und den Ablenkungswinkel angeben.

Der Apparat arbeitet folgendermaßen: Wird der Drehstrom im Stator eingeschaltet, so sucht der Kupferzylinder mit dem Drehfelde infolge der Wechselwirkung zwischen diesem und den induzierten Wirbelströmen mitzulaufen, während er andererseits durch das von der Spiralfeder ausgeübte Drehmoment gerade im Gleichgewicht gehalten wird. Die Ströme erhöhen durch Joulesche Wärme seine Temperatur. Die gesamte am Kupferzylinder geleistete Arbeit ist Direktionskraft D (dynamisch durch zusätzliches Trägheitsmoment im absoluten Maß bestimmt) mal Ablenkungswinkel φ, multipliziert mit der Anzahl der Umläufe des Feldes; ist also n die am Frequenzmesser abgelesene Frequenz des Drehstroms, so gilt

$$A = D \cdot \varphi \cdot 2\pi n \cdot t,$$

worin für t die mit der Stoppuhr gemessene Zeit einzusetzen ist. Diese Arbeit wird vollständig (auf dem Wege über die Wirbelströme) in Wärme umgesetzt. Es braucht wohl kaum bemerkt zu werden, daß man nicht etwa das elektrische, sondern das mechanische Wärmeäquivalent mißt. Nur die Koppelung ist elektromagnetisch.

Man hat darauf zu achten, daß der Apparat vor der Messung genügend lange zusammengesetzt gestanden hat, damit der Temperaturgang zu Beginn möglichst Null ist; nach der Messung ist dieser entsprechend zu berücksichtigen. Es ist ferner von großer Bedeutung, daß die Temperatur an die Lötstellen sofort übertragen wird (enge Bohrlöcher) und daß die in der Zeiteinheit erzeugte Wärmemenge nicht zu klein gewählt wird (durch passendes Regulieren des Statorstromes, den man in allen drei Phasen auf gleiche Stärke bringt). So erreicht man eine Genauigkeit von $^1/_2$ Proz. der Einzelmessung. Auch mit einem Quecksilberthermometer anstatt der Thermosäule übersteigt der Fehler nicht 2 Proz.

Fehlerquellen.

Um die Fehlerquellen zu übersehen, sollen die induzierten Ströme kurz berechnet werden. Wenn der Stator sehr gleichmäßig gewickelt ist, wie der von mir hergestellte, so ist das Drehfeld (bei gleicher Stromstärke in allen drei Phasen) gleichförmig. Ich betrachte den Kupferzylinder in abgelenkter Lage und führe eine feste Richtung ein, gegen welche sich das Drehfeld mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = 2\pi n$ dreht (Fig. 2.) Den Winkel zwischen fester Richtung und dem magnetischen Vektor H nenne ich ϑ, der Winkel von der festen Richtung aus bis zu dem nach einem beliebigen Punkte P des Kupferzylinders gezogenen Radiusvektor ϱ heiße ψ.

Dann gilt $\vartheta = \omega t$, und für die Relativgeschwindigkeit zwischen P und dem Felde H $v = \varrho\omega$. Der Punkt P ist der Durchstoßpunkt eines vertikalen Stromfadens in dem Horizontal-

schnitt der Fig. 2. Die elektrische Feldstärke E, die zu der induzierten Strömung Anlaß gibt, ist

$$E = v \cdot H_\varrho = \omega \varrho H \cos(\omega t - \psi);$$

also ergibt sich für die in der Zeiteinheit im Kupferzylinder erzeugte Joulesche Wärme Q

$$Q = \varkappa \int E^2 d\tau = \varkappa \omega^2 \pi H^2 l \frac{r^4}{4},$$

und für die durch das elektromagnetische Drehmoment N geleistete Arbeit nach dem Biot-Savartschen Gesetz

$$\omega N = \varkappa \omega^2 \pi H^2 l \frac{r^4}{4},$$

also im absoluten Maß in der Tat $Q = \omega N$.

Jede Verzerrung des Drehfeldes hat aber eine Änderung dieses Wertes zur Folge und bildet somit eine Fehlerquelle für die Messung. In Betracht kommen die Elliptizität des Feldes[1]), hervorgerufen durch einen ungleichmäßig gewickelten Stator, und Oberwellen des Stromes. Für den ersten Fall ergibt die mit Hilfe der Überlagerung zweier entgegengesetzt rotierender

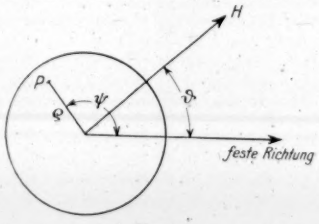


Fig. 2.

Felder verschiedener Amplitude H und h ganz analog durchgeführte Rechnung

$$\frac{\omega N}{Q} \sim 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{A-B}{A}\right)^2, \quad \text{worin} \quad \begin{matrix} A = H + h \\ B = H - h. \end{matrix}$$

Bei einiger Sorgfalt im Wickeln des Stators sowie durch Abgleichen der drei vor seinen Windungen liegenden Widerstände kann man den relativen Schwankungswert $\frac{A-B}{A}$ leicht ein für alle Mal unter 2 Proz. bringen. Am besten erkennt man dies mit Hilfe einer kleinen drehbaren Induktionsspule, deren Klemmspannung nach Gleichrichtung durch ein Thermokreuz überaus genau für verschiedene Lagen innerhalb des Feldes am Galvanometerausschlag die Form der Ellipse erkennen läßt. Sehr einfach ist die vielleicht häufig auch ausreichende Benutzung einer Braunschen Röhre für die Untersuchung des Drehfeldes; denn eine kleine Elliptizität verursacht, wie man aus obiger Formel ersieht, nur einen äußerst geringen Fehler. Schließlich sind noch eventuelle Oberwellen zu berücksichtigen. Die Integration gibt den Wert (Überlagerung eines Feldes h, das in gleicher Richtung mit ν-facher Frequenz rotiert)

$$\frac{\omega N}{Q} = \frac{H^2 + \nu h^2}{H^2 + \nu^2 h^2} \sim 1 - \nu(\nu - 1)\frac{h^2}{H^2}.$$

[1] Qualitativ sieht man ohne weiteres, daß für ein elliptisches Feld anstatt $Q = \omega N$ die Gleichung $Q > \omega N$ gilt, denn im Grenzfalle des gewöhnlichen Wechselfeldes erhält man zwar Joulesche Wärme, aber überhaupt kein Drehmoment.

Meßresultate.

Es sei noch das Ergebnis einer Meßreihe (I) mit dem Thermometer und einer zweiten (II) unter Benutzung der Thermosäule mitgeteilt. Die Meßzeit betrug etwa 60 Sekunden bis 150 Sekunden, der durch den Statorstrom von 4 Amp. hervorgerufene Ablenkungswinkel 300°, und die Temperaturerhöhung 0,6—2 Grad.

Meßreihe I	Meßreihe II
$42{,}0 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cal}}$	$42{,}08 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cal}}$
41,8 „ „	42,05 „ „
41,2 „ „	41,58 „ „
41,9 „ „	41,61 „ „
42,6 „ „	Mittel $41{,}83 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cal}}$
40,9 „ „	
42,3 „ „	
41,8 „ „	
42,1 „ „	
41,8 „ „	
Mittel $41{,}84 \cdot 10^6 \frac{\text{erg}}{\text{cal}}$	

Königsberg i. Pr., II. Physikalisches Institut, 3. April 1927.

(Eingegangen 8. April 1927.)

Die Reduktionen der Schwerebeschleunigung und die Lehre von der Isostasie[1]).

Von Heinrich Jung.

§ 1. Die üblichen Schwerereduktionen.

Die beobachteten Schwerebeschleunigungen sind stark beeinflußt von lokalen Faktoren, wie z. B. die Terrainform, die Meereshöhe der Be-

[1]) Dieser Aufsatz ist ein Auszug aus einer Serie von Abhandlungen, die demnächst von Herrn Prof. Wedekind-Marburg (Geologisches Institut) und mir gemeinsam in den Abhandlungen der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften. Marburg, veröffentlicht werden. Der erste Aufsatz erscheint im Jubiläumsband.

obachtungsstation, die Lagerung und Dichte der Gesteine in deren Umgebung usw. Um die Schwerewerte für allgemeinere physikalische Fragen verwenden zu können, muß man sie von diesen Einflüssen befreien. Das geschieht durch die Schwerereduktionen. —

Zuerst beseitigt man den Einfluß der Geländeform durch die sogenannte topographische Reduktion (Geländereduktion). Hierbei wird die tatsächliche Schwerkraft ersetzt durch die Wirkung einer unendlich ausgedehnten ebenen Platte von der Höhe des Beobachtungsortes auf diesen. Das Gelände wird also eingeebnet. Ist g die Vertikalkomponente[1]) der gemessenen Schwerkraft, so sei g' der Schwerewert nach der Geländereduktion. Es ist leicht einzusehen, daß g' stets größer ist als g, bestenfalls gleich g (in ebenem Gelände). Bei der Geländereduktion ist zu beachten, daß, da in sie die Gesteinsdichte in der Umgebung des Beobachtungsortes eingeht, ein eventueller Fehler hierin, der durch mangelhafte Kenntnis der Gesteine entstehen kann, sich durch alle weiteren Ergebnisse hinzieht.

Wie die topographische Reduktion praktisch durchgeführt werden kann, hat F. R. Helmert gezeigt[2]).

Hat man auf die eben beschriebene Weise das Gelände eingeebnet, so geht man an die Beseitigung des Einflusses der Meereshöhe der Beobachtungsstation. Hier verwendet man die sogenannte Freiluftreduktion (Fayesche Reduktion). Man berechnet aus g' die Schwere in dem Punkt in NN, der senkrecht unter dem Beobachtungsort liegt, ohne die über NN liegende Gesteinsmasse (Reliefmasse[3]) zu berücksichtigen. Der neue Schwerewert sei g'_0. Ist h die Höhe der Beobachtungsstation und R der Erdradius, so ist:

$$g'_0 = g' \cdot \frac{(R+h)^2}{R^2}$$

oder mit zulässigen Vernachlässigungen:

$$g'_0 = g' \cdot \frac{R+2h}{R} = g' \cdot \left(1 + \frac{2h}{R}\right).$$

Wird bei einer unendlichen Platte als Reliefmasse jeder Massenpunkt senkrecht nach unten in NN verlagert, die Platte also in NN „kondensiert", und gleichzeitig der Beobachtungsort in NN verlegt, so erhält man genau dasselbe Resultat[1]):

$$g'_0 = g' \cdot \left(1 + \frac{2h}{R}\right).$$

Helmert hat untersucht, wann dies auch für endliche Platten gilt. Er fand, daß der Fehler unterhalb der Beobachtungsfehlergrenze bleibt (die man bei etwa 0,005 cm sec^{-2} ansetzt[2]), was ungefähr $^1/_{250\,000}$ g' entspricht), wenn die kleinste Entfernung des Randes von der Beobachtungsstation a der Ungleichung

$$a > \frac{h^2}{68} \quad (a \text{ und } h \text{ in Metern})$$

genügt[3]). Dies kann man fast stets erfüllen, wenn man bei der Geländereduktion die Umgebung der Beobachtungsstation weit genug berücksichtigt $\left(\text{bis } \frac{h^2}{68}\text{ m}\right)$, da man dann für die Kondensationsreduktion (wie man deshalb auch die Fayesche Reduktion nennt) eine genügend große Platte zur Verfügung hat[4]).

Zu bemerken ist hierbei, daß im allgemeinen keineswegs die wirkliche Reliefmasse kondensiert wird, sondern (wegen der vorhergegangenen Geländereduktion) eine ebene Platte von der Höhe des Beobachtungsortes, was unter Umständen von der Kondensation der Reliefmasse erheblich abweichen kann.

Für manche Zwecke ist es wichtig, den Einfluß der Rindenmasse allein zu kennen. Zu diesem Zweck beseitigt man die Wirkung der kondensierten Schicht in g'_0 durch die sogenannte Bouguersche Reduktion. Ist $k = 6{,}667 \cdot 10^{-8}$ cm^3 g^{-1} sec^{-2} die Gravitationskonstante, so ergibt sich, wenn Θ die Gesteinsdichte ist, als Korrektion der Wert $2\pi k \Theta h$[5]). Also ist der Schwerewert nach der Bouguerschen Reduktion:

$$g''_0 = g'_0 - 2\pi k \Theta h\,^5).$$

Bezüglich Θ und der Fehler, die daraus entstehen können, gilt hier dasselbe, was bei der Geländereduktion gesagt wurde. —

1) Da die Lotablenkung überall sehr gering ist (von der Größenordnung einer Minute), kann man allgemein statt der Vertikalkomponente die Intensität der gesamten Schwerkraft benutzen.

2) F. R. Helmert, Die Schwerkraft im Hochgebirge, § 3; vgl. auch F. R. Helmert, Höhere Geodäsie **2**, 3. Kapitel, §§ 16—18.

3) Die Ausdrücke „Reliefmasse" für die Masse oberhalb NN und „Rindenmasse" für die unterhalb NN stammen von Prof. Wedekind, Marburg.

1) Dies ist durch einfache Integrationen nachzuweisen, indem man erst die Reliefmasse abhebt, dann den Beobachtungsort verlegt und schließlich die kondensierte Reliefmasse hinzufügt (Höhere Geodäsie **2**, 3. Kapitel, § 1).

2) Mit Rücksicht auf unkontrollierbare Reduktionsfehler.

3) Höhere Geodäsie **2**, 3. Kapitel, § 16.

4) Nur bei sehr großen Höhen (etwa über 3500 m) ist dies nicht mehr möglich, da dann die Krümmung der Erde berücksichtigt werden muß. Für diesen Fall wird man aber leicht andere Wege finden, um zu dem gewünschten Ziel zu gelangen.

5) k ist in cm zu nehmen und liefert die Korrektion in cm · sec^{-2}, desgleichen h'.

Ist h' die mittlere Höhe einer gewissen Umgebung der Beobachtungsstation, so kann man durch Addition von $2\pi k\Theta h'$[1]) zu g_0'' oder von $2\pi k\Theta\,(h'-h)$[1]) zu g_0' die Schwerewirkung der in dieser Umgebung nivellierten und kondensierten wirklichen Reliefmasse (+ Rindenmasse) erhalten. Dieser Gedanke stammt von A. Born[2]), wenn auch die Ausführung etwas hiervon abweicht. Diese Reduktion hat gegenüber g_0' den Vorteil, daß die tatsächliche Reliefmasse benutzt wird. Aber zur Prüfung der Isostasie reicht sie auch nicht aus. Ihr haftet, genau wie g_0', ein bedenklicher Mangel an, wie weiter unten ausgeführt wird. Trotzdem soll sie nicht unerwähnt bleiben, aber es lohnt sich nicht, hier näher darauf einzugehen. —

Zusammenfassend ergibt sich folgendes Schema:

Beobachteter Wert:	g	
Geländereduktion	↓	Einebnung auf die Höhe h
	g'	
Kondensationsreduktion	↓	Kondensation der auf h eingeebneten Reliefmasse in NN
	g_0'	
Bouguersche Reduktion	↓	Beseitigung der kondensierten Schicht
	g_0''	

Alle bisher angegebenen Reduktionen beziehen sich nur auf die Kontinente, da sie nur die Reliefmasse betreffen. Die Ozeane werden als Inhomogenitäten der Rindenmasse angesehen und bleiben daher unberücksichtigt.

§ 2. Die Lehre von der Isostasie und ihre bisherige Prüfung durch Schweremessungen.

Verschiedene geologische Phänomene haben zu folgenden Anschauungen geführt:

Unter der festen Gesteinsrinde der Erde befindet sich Magma in dickflüssigem Zustand, das sich gegenüber langsamen Bewegungen wie eine Flüssigkeit verhält. Die Gesteinsrinde schwimmt auf ihm, und zwar so, daß das ganze System einem hydrostatischen Gleichgewichtszustand zustrebt derart, daß sich in gewisser Tiefe eine Ausgleichsfläche befindet, in der überall derselbe Druck herrscht. Dieser Zustand wird als Isostasie bezeichnet.

Unter der Annahme, daß sich das Gestein über der Ausgleichsfläche mit konstanter Dichte bis zur Erdoberfläche verteilt, hat Helmert die Ausgleichstiefe zu etwa 120 km unterhalb NN berechnet[1]).

Es herrscht Isostasie, wenn auf verschiedenen Teilen der Ausgleichsfläche gleicher Druck lastet. Man setzt das im allgemeinen der Forderung gleich, daß über gleich großen Flächenstücken der Ausgleichsfläche dieselbe Masse liegt. Streng genommen ist das nicht dasselbe, da die Schwerkraft von der Oberfläche bis zur Ausgleichstiefe zunimmt. Doch zeigt eine einfache Überschlagsrechnung, daß dieser Einfluß innerhalb der Fehlergrenze liegt, da die Ausgleichstiefe nur etwa $^1/_{60}$ des Erdradius beträgt.

Da die einzige Wirkung der Erdrinde auf den Beobachtungsort die Schwerkraft ist, ist sie auch das einzige Mittel, um die Frage der Isostasie zu prüfen. Selbstverständlich ist es unvollkommen, denn die Potentialtheorie lehrt, daß es unmöglich ist, aus der Schwereverteilung an der Oberfläche eindeutig auf die Massenverteilung im Innern zu schließen. Trotzdem ist es möglich, hieraus gewisse Schlüsse zu ziehen.

Die beobachtete Schwerebeschleunigung wird im allgemeinen reduziert bis g_0''. Dann wird dieser Wert verglichen mit einem Normalwert der Schwere, der einem Gleichgewichtszustand entspricht.

Diesen Normalwert γ_0 hat Helmert dadurch erhalten, daß er eine größere Anzahl gemessener g-Werte der Fayeschen Reduktion unterwarf und auf diese reduzierten Werte die Methode der kleinsten Quadrate anwandte[2]). Der Wert entspricht also einer Erdkugel mit aus homogenen Schalen bestehender Rindenmasse und vollkommen gleichmäßig kondensierter Reliefmasse. Da es für die Schwere außerhalb der Kugel nichts ausmacht, wenn man ganze Kugelschalen gleichmäßig vertikal verlagert, entspricht also γ_0 auch einer Erde mit homogener Rindenmasse, deren Oberfläche in NN liegt. In diesem Normalzustand herrscht sicher Isostasie.

Nach Helmert ist

$$\gamma_0 = 978{,}030 \cdot [1 + 0{,}005302 \cdot \sin^2\varphi - 0{,}000007 \cdot \sin^2(2\varphi)]\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-2},$$

wenn φ die geographische Breite des Beobachtungsortes ist[3]).

Nun nahm man bisher an, daß im Fall bestehender Isostasie g_0' dem Normalwert γ_0 gleich ist, also

$$\Delta g_0' = g_0' - \gamma_0 = 0.$$

1) h ist in cm zu nehmen und liefert die Korrektion in $\mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-2}$, desgleichen h'.

2) A. Born, Isostasie und Schweremessung, S. 18.

1) Durch die Schwerestörungen an Küsten. Vgl. Enzyklopädie d. math. Wiss., Bd. 4, 1. B., H. 2., S. 140; desgl. Sitzungsberichte d. Preuß. Akad. d. Wiss. **2**, 1192, 1909.

2) Die Geländereduktion darf hier nicht angewandt werden, da sie alle g-Werte vergrößert und somit ein zu großes γ_0 liefern würde. Die Terrainfehler gleichen sich bei der Methode der kleinsten Quadrate aus.

3) Hierbei genügt es nicht, die Erde als Kugel anzusehen.

Ist $\Delta g'_0$ positiv, so schloß man auf einen Massenüberschuß in der Erdrinde, andernfalls auf ein Massendefizit. —

Bei bestehender Isostasie muß ein Kontinent durch ein entsprechendes Massendefizit in der Rindenmasse ausgeglichen sein. Zur Bestimmung dieses Defizits benutzte man naturgemäß den Wert von $\Delta g''_0 = g''_0 - \gamma_0$. Im Fall der Isostasie ist dieser negativ, und zwar entspricht nach Helmert einem Wert $-0{,}00a$ cm · sec^{-2} von g''_0 ein Defizit, das einer in NN kondensierten Schicht von $10a$ m gleichkommt, wenn man die Gesteinsdichte gleich 2,4 setzt. Wenn Gleichgewicht herrscht, muß also der Wert $10a$ ungefähr in der Größenordnung von h sein. Genau stimmen diese Zahlen nicht überein, da weder die Reliefmasse noch das Defizit der Rindenmasse sich genau in NN befinden. Bei anderer Dichte ist alles entsprechend umzurechnen. —

A. Born benutzt zur Prüfung der Isostasie den nach seiner Methode reduzierten Schwerewert statt g'_0. Sonst ist es genau dasselbe.

§ 3. Unzulänglichkeiten und ihre Verbesserung.

Daß das gebräuchliche Kriterium für Isostasie, $\Delta g'_0 = 0$, außer dem von Born beseitigten Mangel noch weitere Unzulänglichkeiten aufweist, wurde schon erkannt. Vor allen Dingen spielen Lagerungsstörungen eine große Rolle bei g'_0. Trotz gleicher Masse über der Ausgleichsfläche und daher gleichem isostatischen Zustand fällt g'_0 und somit auch $\Delta g'_0$ sehr verschieden aus, je nachdem z. B. eine relativ dichte Masse unten in der Erdkruste liegt oder in der Nähe der Oberfläche[1]). Derartige Fehlerquellen kann man beseitigen, wenn man die Massenlagerung kennt, was aber nur für die obersten Schichten der Fall ist. Allgemein wird es nicht möglich sein, diese Lagerungsstörung, die man als eine Pseudoanisostasie bezeichnet, wegzubringen.

Bei Verwertung des aus Schweremessungen stammenden Materials muß man also stets vor Augen haben, daß eine Abweichung von $\Delta g'_0$ von 0 nicht nur durch eine tatsächliche Isostasiestörung, sondern auch durch eine solche Pseudoanisostasie hervorgebracht werden kann.

Aber das ist nicht alles.

Nehmen wir an, die ganze Erdkruste sei im Normalzustand (d. h. Oberfläche in NN, untere Grenze in 120 km Tiefe, konstante Dichte), so herrscht Isostasie. Die Schwerebeschleunigung ist dann an jedem Punkt der Oberfläche gleich γ_0. Nun soll ein Zylinder (von beliebigem Querschnitt) so herausgehoben werden, daß seine neue Oberfläche die Höhe h über NN erhält; dabei soll aber in seinem Innern dieselbe Masse sein wie vorher, so daß seine Dichte geringer wird, aber überall konstant bleibt. Dann besteht weiter Isostasie, da sich ja die Masse nicht geändert hat. — Es soll nun der diesem Zylinder entsprechende Wert g'_0 mit γ_0 verglichen werden. Die Beobachtungsstation liege in der Mitte der Zylinderoberfläche.

Die Geländereduktion kommt nicht in Frage, da die Oberfläche eben ist. Führt man die Kondensationsreduktion aus, so sieht man, daß g'_0 sicher größer ist als das dem Normalzustand entsprechende γ_0, da sich die Masse unter dem Beobachtungsort nicht geändert hat, aber ein Teil derselben in der Oberfläche kondensiert ist, sich also näher an dem in NN verlegten Beobachtungsort befindet. Und zwar ist dieser Unterschied umso größer, je größer h ist. Man sieht also, daß im Wert g'_0 durch die Fayesche Reduktion die Höhe des Beobachtungsortes erst zum Teil unschädlich gemacht ist[1]). Um sie ganz zu beseitigen, ist noch eine weitere Reduktion vorzunehmen. Hierzu habe ich folgendes vorzuschlagen:

Aus dem Zustand, der dem Wert g'_0 entspricht, kann man den Normalzustand erhalten, indem man die kondensierte Schicht gleichmäßig von NN bis zur Ausgleichstiefe verteilt. Man muß also, wenn man die früher angegebenen Vorsichtsmaßregeln beachtet hat, für unseren Fall einen Wert erhalten, der innerhalb der Fehlergrenze dem Normalwert γ_0 gleich ist, wenn man durch die Bouguersche Reduktion die kondensierte Schicht beseitigt und danach zu g''_0 die Wirkung der auf den Zylinder zwischen NN und der Ausgleichsfläche verteilten Reliefmasse hinzuaddiert. Der neue Wert sei g''_{00}. $\Delta g''_{00} = g''_{00} - \gamma_0$ gibt dann in diesem einfachen Fall an, ob Isostasie herrscht oder nicht. — Wendet man nun auf g''_{00} die Bouguersche Reduktion an (was keine weitere Rechnung erfordert, da die Korrektion schon vorher berechnet wurde), so ergibt sich ein neuer Wert φ'''_{00}. $\Delta g'''_{00} = g'''_{00} - \gamma_0$ gibt dann in einwandfreier Weise Aufschluß über den Massenüberschuß oder das -defizit in der Rindenmasse.

Ein Zahlenbeispiel soll die Sachlage erläutern:

Der Einfachheit halber wird $\varphi = 0$ gesetzt, d. h. das fingierte Beispiel in den Äquator verlegt. Ferner sei $h = 4000$ m, weiter der Querschnitt des Zylinders ein Kreis mit einem Radius von 250 km. Dann sind alle Bedingungen für glatten Verlauf der Reduktionen erfüllt. Die Dichte im Normalzustand ist zu 2,4 angenommen

1) Vgl. A. Born, Isostasie und Schweremessung, S. 56—62.

1) Dasselbe gilt mutatis mutandis auch von dem Bouguerschen Wert g''_0 und von der Bornschen Reduktion.

(mittlere Dichte der Erdrinde). Aus $\gamma_0 = 978{,}030$ cm · sec^{-2} ergibt sich dann durch einfache Rechnungen für den Beobachtungsort im Mittelpunkt der Zylinderdeckfläche: $g = 976{,}895$ cm · sec^{-2} [1]). Reduziert man auf die angegebene Weise, so ergeben sich folgende Zahlen:

$$\gamma_0 = 978{,}030.$$

$$g = g' = 976{,}895$$

$$g_0' = 978{,}116 \qquad \Delta g_{S0}' = +\,0{,}086 \text{ anstatt } 0$$

$$-\,0{,}389$$

$$g_0'' = 977{,}727 \qquad \Delta g_{S0}'' = -\,0{,}303 \quad (h = 4000\text{ m})$$

$$+\,0{,}301$$

$$g_{00}'' = 978{,}028 \qquad \Delta g_{S00}'' = -\,0{,}002 \text{ anstatt } 0$$

$$-\,0{,}389$$

$$g_{00}''' = 977{,}639 \qquad \Delta g_{S00}'' = -\,0{,}391 \quad (h = 4000\text{ m})$$

Man sieht, daß die Werte g_{00}'' und g_{00}''' sich von den geforderten Werten nur innerhalb der zulässigen Fehlergrenzen unterscheiden, während g_0' und g_0'' gänzlich unzureichend sind (der Bornsche Wert wäre in diesem Falle gleich g_0').

In der Praxis gestaltet sich die Sache komplizierter wie in dem oben durchgeführten Beispiel. Während dort nur der Zylinder vom Normalzustand abweicht, ist hier die ganze Erde nicht im Normalzustand, und die geforderte neue Reduktion muß sich daher auf die ganze Erde erstrecken. Weiter kommt noch hinzu, daß die Dichte von der Oberfläche bis zu der Ausgleichstiefe keineswegs konstant ist, ja, ihre Verteilung ist noch nicht einmal bekannt. Dadurch wird es unmöglich, die Reduktion streng durchzuführen. Es bleibt also nichts anderes übrig, als die Reduktion unter einer bestimmten Voraussetzung über die Dichteverteilung vorzunehmen. Hierzu empfiehlt es sich als das einfachste, die Dichte von der Oberfläche bis zur Ausgleichstiefe als konstant anzunehmen, und zwar denkt man sich das Relief der Erde so aus dem Normalzustand entstanden wie in dem obigen Beispiel der herausgehobene Zylinder. Dadurch wird die Dichte abhängig von der Höhe der Oberfläche über NN, weicht aber kaum von der normalen Dichte 2,4 ab, da h im Verhältnis zur Ausgleichstiefe klein ist.

Man wird hier durch die ungünstige Sachlage auf hypothetisches Gebiet gedrängt. Dies ist ein gewisser Nachteil, der aber mehr wie aufgehoben wird durch den Vorteil, daß die Höhe h nunmehr ganz aus dem reduzierten Schwerewert verschwunden ist. Weicht jetzt $\Delta g_{00}''$ von o ab, so kann die Ursache außer in einer Anisostasie nur noch in einer Abweichuug der Dichteverteilung von dem angenommenen Zustand liegen. Doch wird man durch die Kenntnis der geologischen Struktur der obersten Schichten genügend Anhaltspunkte bekommen, um einigermaßen sichere Schlüsse ziehen zu können. Die neue Reduktion ist aber notwendig hierzu, da der Einfluß der Höhe bedenklich werden kann und ein weit größerer Nachteil ist als die Annahme, die man zur Durchführung der Reduktion machen muß.

Eine im Prinzip ähnliche Reduktion hat schon J. F. Hayford vorgeschlagen[1]). Er reduziert, unter denselben Annahmen wie ich, den Normalwert so lange, bis er mit dem gemessenen Schwerewert vergleichbar wird, geht also umgekehrt vor wie üblich. Dabei verlangt er, daß auch in den kleinsten Teilen der Erdkruste der Ausgleich selbständig vor sich geht. Dies ist in Wirklichkeit nicht der Fall, da die Erdkrustenteile trotz aller Biegsamkeit doch mehr oder weniger starr miteinander verbunden sind. Darauf macht Th. Niethammer besonders aufmerksam. Er hat ein äußerst praktisches Verfahren zur Berechnung der Hayford-Reduktion ausgearbeitet[2]), das diesem Umstand dadurch Rechnung trägt, daß er statt der genauen Höhe über NN die mittlere Höhe größerer Erdkrustenteile nimmt. Dies genügt praktisch vollkommen. Trotzdem ist sein Verfahren noch reichlich kompliziert, was aber darin begründet liegt, daß die Hayford-Reduktion alles mit einem Schlage machen will. Geht man dagegen den umgekehrten Weg, wie es allgemein üblich ist, so ist das, was hinter der Bouguerschen Reduktion noch zu machen ist, einfach, und die Methode von Niethammer erweist sich als sehr brauchbar hierzu[3]).

Es handelt sich, wie oben schon ausgeführt, darum, die in NN kondensierte Schicht gleichmäßig bis zur Ausgleichstiefe zu verteilen. Zu diesem Zweck teilt man die Erdoberfläche durch einen Kreis um den Beobachtungsort mit einem Radius von 194 km in zwei Teile. Zuerst soll

1) Hierbei wird zuerst der Wert γ_0 durch umgekehrte Freiluftreduktion auf den Beobachtungsort mit der Höhe $h = 4000$ m umgerechnet, dann die Wirkung des normalen Zylinders unterhalb des Beobachtungsortes durch die des erhöhten Zylinders ersetzt. — Die dazu nötigen Formeln finden sich in: Helmert, Höhere Geodäsie **2**, 3. Kapitel, § 2.

1) Hayford and Bowie, The effect of topography and isostatic compensation upon the intensity of gravity. Coast and geodetic survey, Spec. public. Washington 1912, Nr. 10.

2) Th. Niethammer, Zur Theorie der isostatischen Reduktion der Schwerebestimmung. Verhandl. d. Naturf. Ges. Basel, **28**, 206, 1917; die Idee stammt von Hayford.

3) Im folgenden kann die Methode von Niethammer nur soweit skizziert werden, wie es zur praktischen Anwendung nötig ist. — Da Niethammer als mittlere Dichte der Erdkruste 2,7 annimmt, habe ich alles Notwendige für die Dichte 2,4 umgerechnet. Sonst folge ich genau Niethammer, l. c.

das Innengebiet betrachtet werden. — Die kondensierte Schicht ist schon durch die Bouguersche Reduktion abgehoben. Es ist also nur noch die Korrektion in der Rindenmasse auszuführen. Hierzu wird das Gebiet durch Kreise in Ringe zerlegt und jeder King durch 8 Radien in 8 unter sich gleiche Sektoren. Die Kreise sind so ausgewählt, daß (bei der mittleren Dichte 2,4 und der Ausgleichstiefe 120 km) der Betrag, den jeder Sektor zur Korrektion liefert, gleich

$$h \cdot 10^{-6}\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-2} \quad (h \text{ in Metern})$$

ist, wenn h die mittlere Höhe in diesem Sektor bedeutet. Die äußeren Radien der einzelnen Zonen sind:

Zone	I:	10 km[1])
„	II:	21 „
„	III:	33 „
„	IV:	47 „
„	V:	64 „
„	VI:	83 „
„	VII:	109 „
„	VIII:	143 „
„	IX:	194 „

Der Einfluß der Erdkrümmung ist so gering, daß er unbeachtet bleiben kann. Ferner braucht nicht, wie bei Niethammer, die Stationshöhe berücksichtigt zu werden, da durch die Fayesche Reduktion der Beobachtungsort in NN verlegt worden ist. — Wenn die Gesteinsdichte Θ am Beobachtungsort erheblich von 2,4 abweicht, ist das Ergebnis der Zone I (eventuell auch der nächsten Zonen) mit $\frac{\Theta}{2{,}4}$ zu multiplizieren.

Im Außengebiet muß die Erdkrümmung berücksichtigt werden. Deshalb ist hier die Reliefmasse durch die Bouguersche Reduktion noch nicht beseitigt[2]). Niethammer hat die Korrektion berechnet unter der Annahme, daß die Beobachtungsstation in NN liegt und die Reliefmasse in NN kondensiert ist. Ersteres ist durch die Fayesche Reduktion erfüllt, letzteres hat keinen großen Einfluß auf das Ergebnis[3]), ist also zulässig. — Wieder werden Ringzonen gebildet, deren jede durch n Radien in n Sektoren geteilt wird. Die Zonen sind so gewählt, daß der Einfluß jedes Sektors auf die Korrektion gleich

$$h \cdot 10^{-x}\,\mathrm{cm}\cdot\mathrm{sec}^{-2} \quad (h \text{ in Metern})$$

ist, wenn h wieder die mittlere Höhe in dem betreffenden Sektor bedeutet. Hierfür gilt folgende Tabelle:

Zone	äußerer Radius	n	x
1[1])	$4^0\,15'$[2])	16	6
2	12^0	8	6
3	18^0	16	7
4	37^0	16	7
5	71^0	8	7
6	85^0	16	8
7	105^0	16	8
8	139^0	16	8
9	$155^0\,30'$	4	8
10	167^0	16	9
11	180^0	8	9

Eine einfache Überschlagsrechnung zeigt, daß die Wirkung der Zonen 6 bis 11 stets unter der Fehlergrenze liegt; meist sind auch noch die Zonen 4 und 5 zu vernachlässigen, doch bedarf dies jedesmal besonderer Prüfung. —

Bisher wurden die Kontinente berücksichtigt. Für die Ozeane hat Niethammer (l. c.) berechnet, daß man dasselbe Zonensystem benutzen kann, wenn man die Korrektion mit $\frac{\Theta_w - \Theta}{\Theta}$ multipliziert (Θ_w = Dichte des Meerwassers, Θ = mittlere Dichte der Erdkruste)[3]). Für $\Theta_w = 1{,}03$ und $\Theta = 2{,}4$ ergibt sich hierfür $-0{,}57$[4]).

Im Innengebiet muß für das Meer noch eine dem Bouguerschen Verfahren analoge Reduktion vorgenommen werden. Da der Ozean nicht kondensiert worden ist, führt man diese Reduktion am praktischsten genau wie die Geländereduktion durch, wobei man $\Theta = 2{,}4$ setzt. Dann muß man das Ergebnis mit $+0{,}57$ multiplizieren, damit das Vorzeichen richtig herauskommt (diese Korrektion muß positiv sein). —

Zum Schluß soll an einem einfachen Beispiel die Brauchbarkeit der Methode von Niethammer gezeigt werden:

Die ganze Erdoberfläche soll, genau so wie im Anfang dieses Paragraphen der eine Zylinder, herausgehoben werden bis zur Höhe $h = 1000$ m. Eine einfache theoretische Betrachtung zeigt dann, daß sich g''_{00} von g'_0 nicht unterscheidet, denn es werden bei der neuen Reduktion nur

1) Auf km abgerundet.

2) Nur wenn $\frac{h^2}{68} > 194000$ m wird, tritt hier eine Änderung ein, die an der Methode von Niethammer eine kleine Korrektur nötig macht.

3) Dies ist durch die Fayesche Reduktion für das Außengebiet nicht erfüllt, da diese Reduktion bei Berücksichtigung der Krümmung nicht mehr eine Kondensationsreduktion ist.

1) Die Zonen sind hier in umgekehrter Richtung gezählt wie bei Niethammer.

2) Auf $^1/_4$ Grad abgerundet. — Die innerste Grenze, 194 km, entspricht $1^0\,45'$.

3) h ist dann die mittlere Ozeantiefe in dem betreffenden Sektor.

4) Eigentlich ist hieran noch eine kleine Korrektur anzubringen, doch ist diese ohne merkbaren Einfluß.

ganze Kugelschalen vertikal verlagert. Die Durchrechnung liefert dann:

Bouguersche Reduktion	— 0,0997
Korrektion im Innengebiet	+ 0,072
Korrektion im Außengebiet	+ 0,0285
	+ 0,0008

Dies stimmt mit dem geforderten Ergebnis mehr wie hinreichend überein[1]).

1) Hierbei wurden im Außengebiet alle Zonen berücksichtigt. Vernachlässigt man die letzten, so liegt die Abweichung immer noch unterhalb der zulässigen Fehlergrenze (0,005 cm · sec^{-2}).

Marburg, Geologisches Institut, März 1927.

(Eingegangen 8. April 1927.)

Über vermutete anormale Serien des Quecksilberatoms.

Von Ramón G. Loyarte u. Adolfo T. Williams.

In einer Arbeit über die Anregungspotentiale des Quecksilberatoms, die von dem einen von uns[1]) veröffentlicht wurde, ist gezeigt, daß man die Potentiale, die von Franck und Einsporn und von Loyarte bestimmt worden sind, innerhalb der Fehlergrenzen erhält, wenn man zu den Potentialen, die optischen Linien oder Termen bekannter Serien entsprechen, das Potential 1,4 oder ein Vielfaches davon addiert.

Die Grenze der Genauigkeit der Messungen ist ± 0,05 Volt.

Die folgende Tabelle I enthält die beobachteten Potentiale, die berechneten Potentiale, die Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Werten und den wahrscheinlichen Ursprung der Linien, und zeigt, daß eine Verschiebungskonstante von 1,4 ± 0,05 Volt höchstwahrscheinlich existiert. Der Wert der erwähnten Konstante ist

$$\Delta\nu = \frac{(1{,}4 \pm 0{,}05)\, 10^5}{12{,}3\ m} = \\ = 11345{,}2\ \mathrm{cm}^{-1} \pm 405{,}1\ \mathrm{cm}^{-1}.$$

Tabelle I.

$v_{beob.}$ (Volt)	$v_{ber.}$ (Volt)	$v_{beob.} - v_{ber.}$	Wahrscheinlicher Ursprung
6,04	4,64 + 1,4 = 6,04	0,00	$1^1S_0 - 1^3P_0 + \Delta\nu$
7,46	4,64 + 2 · 1,4 = 7,44	+ 0,02	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 2 \cdot \Delta\nu$
8,86	4,64 + 3 · 1,4 = 8,84	+ 0,02	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 3 \cdot \Delta\nu$
*10,38	4,64 + 4 · 1,4 = 10,24	+ 0,14	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 4 \cdot \Delta\nu$
11,74	4,64 + 5 · 1,4 = 11,05	+ 0,09	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 5 \cdot \Delta\nu$
13,09	4,64 + 6 · 1,4 = 13,04	+ 0,05	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 6 \cdot \Delta\nu$
*14,44	4,64 + 7 · 1,4 = 14,44	0,00	$1^1S_0 - 1^3P_0 + 7 \cdot \Delta\nu$
6,30	4,86 + 1,4 = 6,26	+ 0,04	$1^1S_0 - 1^3P_1 + \Delta\nu$
7,73	4,86 + 2 · 1,4 = 7,66	+ 0,07	$1^1S_0 - 1^3P_1 + 2 \cdot \Delta\nu$
9,21	4,86 + 3 · 1,4 = 9,06	+ 0,15	$1^1S_0 - 1^3P_1 + 3 \cdot \Delta\nu$
6,86	5,43 + 1,4 = 6,83	+ 0,03	$1^1S_0 - 1^3P_2 + \Delta\nu$
8,35	5,43 + 2 · 1,4 = 8,23	+ 0,12	$1^1S_0 - 1^3P_2 + 2 \cdot \Delta\nu$
9,00	*5,43 + 3 · 1,4 = 9,03	— 0,03	$1^1S_0 - 1^3P_2 + 3 \cdot \Delta\nu$
8,12	6,67 + 1,4 = 8,07	+ 0,05	$1^1S_0 - 1^1P_1 + \Delta\nu$
9,37	6,67 + 2 · 1,4 = 9,47	— 0,10	$1^1S_0 - 1^1P_1 + 2 \cdot \Delta\nu$
10,88	6,67 + 3 · 1,4 = 10,87	+ 0,01	$1^1S_0 - 1^1P_1 + 3 \cdot \Delta\nu$
12,19	*6,67 + 4 · 1,4 = 12,27	— 0,08	$1^1S_0 - 1^1P_1 + 4 \cdot \Delta\nu$
13,09	*6,67 + 5 · 1,4 = 13,67	+ 0,02	$1^1S_0 - 1^1P_1 + 5 \cdot \Delta\nu$
7,12	5,74 + 1,4 = 7,14	— 0,02	$1^3P_0 + \Delta\nu$
8,64	5,74 + 2 · 1,4 = 8,54	+ 0,10	$1^3P_0 + 2 \cdot \Delta\nu$
*9,79	*5,74 + 3 · 1,4 = 9,94	— 0,15	$1^3P_0 + 3 \cdot \Delta\nu$
11,44	*5,74 + 4 · 1,4 = 11,34	+ 0,10	$1^3P_0 + 4 \cdot \Delta\nu$

Mit einem Sternchen sind die Werte bezeichnet, in deren Nähe Potentiale fallen, die Summen von Potentialen sind, die bekannten Linien entsprechen (s. Tabelle II).

Die Tabelle I kann in der Hinsicht vervollständigt werden, daß man alle möglichen Kombinationen von Serientermen, die übereinstimmende Werte geben können, feststellt, indem man sie entweder untereinander kombiniert oder mit dem konstanten Glied 1,4 Volt, bzw. einem Vielfachen davon, ergänzt.

1) R. G. Loyarte, Physik. Zeitschr. **27**, 584, 1926; „Contribución al Estudio de las Ciencias", serie matemático Física **4**, 7, 1926.

Tabelle II.

$\nu_{beob.}$	$\nu_{ber.}$	$\nu_{beob.} - \nu_{ber.}$	Wahrscheinlicher Ursprung
10,38	8,89 + 1,4 = 10,29	+ 0,09	$1'S_0 - 2^1P_1 + \Delta\nu$
11,74	10,38 + 1,4 = 11,78	− 0,04	$1'S_0 + \Delta\nu$
11,74	8,89 + 2 · 1,4 = 11,69	+ 0,05	$1'S_0 - 2^1P_1 + 2 \cdot \Delta\nu$
13,09	10,38 + 2 · 1,4 = 13,10	− 0,01	$1^1S_0 + 2 \cdot \Delta\nu$
13,09	4,9 + 6,73 + 1,4 = 13,03	+ 0,06	$1'S_0 - 1^3P_1 + 1'S_0 - 1'P_1 + \Delta\nu$
13,09	8,89 + 3 · 1,4 = 13,09	0,00	$1'S_0 - 2^1P_1 + 3 \cdot \Delta\nu$
14,44	7,73 + 6,73 = 14,46	− 0,02	$1'S_0 - 1^3S_1 + 1'S_0 - 1'P_1$
14,44	9,79 + 4,68 = 14,47	− 0,03	$2 \cdot [1'S_0 - 1^3P_1] + 1^1S_0 - 1^3P_0$
9,21	7,75 + 1,4 = 9,15	+ 0,06	$1'S_0 - 1^3S_1 + \Delta\nu$
9,60	4,68 + 4,90 = 9,58	+ 0,02	$1'S_0 - 1^3P_0 + 1'S_0 - 1^3P_1$
8,12	5,30 + 2 · 1,4 = 8,10	+ 0,02	$? + 2 \cdot 1,4$
10,88	4,68 + 4,9 + 1,4 = 10,98	− 0,10	$1'S_0 - 1^3P_0 + 1'S_0 - 1^3P_1 + \Delta\nu$
10,88	4,68 + 4,68 + 1,4 = 10,76	+ 0,12	$2 [1'S_0 - 1^3P_0] + \Delta\nu$
12,19	5,47 + 6,73 = 12,20	− 0,01	$1^1S_0 - 1^3P_2 + 1^1S_0 - 1^1P_1$
12,19	4,68 + 4,68 + 2 · 1,4 = 12,16	+ 0,03	$2 [1'S_0 - 1^3P_0] + 2 \cdot \Delta\nu$
13,69	8,89 + 4,86 = 13,75	− 0,06	$1'S_0 - 2^1P_1 + 1^1S_0 - 1^3P_1$
13,69	8,89 + 4,68 = 13,57	+ 0,12	$1'S_0 - 2^1P_1 + 1^1S_0 - 1^3P_2$
11,44	6,73 + 4,68 = 11,41	+ 0,03	$1'S_0 - 1'P_1 + 1^1S_0 - 1^3P_0$
11,44	5,73 + 5,73 = 11,46	− 0,02	$1^3P_0 + 1^3P_0$

Die Gesetzmäßigkeiten, die wir mit Hilfe der Methode des Elektronenstoßes gefunden haben, können spektroskopisch erklärt werden, wenn man die Existenz eines anormalen Bogenspektrum des Quecksilberatoms annimmt.

Der Grundterm dieses Spektrums würde ein tiefer Term $1S' = 174940{,}1$ sein, und die Terme, die sich mit ihm kombinieren, würden von der Form $x + \varkappa \cdot \Delta\nu$ sein, wo x sein kann: 1^3P_2, 1^3P_1, 1^3P_0 und $1P_1$, $\varkappa = 1, 2, 3, 4, 5, 6$ und 7; $\Delta\nu$ ist die Verschiebungskonstante, gleichwertig mit 1,4 Volt.

Während der Anregungsperiode würde die Verschiebung der beiden Elektronen, die sich auf der Normalbahn $1'S_0$ des Quecksilbers befinden, in folgender Form stattfinden:

$$1'S_0 \rightarrow x + \varkappa \cdot \Delta\nu$$
$$1S' \leftarrow 1'S_0$$

und während der Emissionsperiode:

$$1S' - (x + \lambda + \Delta\nu) = \nu.$$

Eine andere Hypothese, die es nicht notwendig macht, einen so tiefen Term anzunehmen wie $1S'$, der eine tiefgreifende Änderung in der Gestaltung des Quecksilberatoms im Gefolge hätte, ist diejenige von Russell und Saunders[1]), für die Erklärung der Existenz von anormalen Linien in den Spektren von *Ca*, *Ba* und *Sr*. Die erwähnten Verfasser nehmen an, daß die Emission der Linien der anormalen Spektren von der Verschiebung zweier Elektronen herrührt, und da beide Quantensprünge in demselben Zeitpunkt stattfinden, wird die Energie in einem einzigen Quantum emittiert.

1) Russell u. Saunders, Astrophysical Journ. **61**, 38. 1925.

In dem Augenblicke der Anregung hätten wir die Beziehungen

$$1'S_0 \rightarrow 1^3P_1 \rightarrow 1^3P_1$$
$$1'S_0 \rightarrow 1^3P_1 \rightarrow a^3P_1$$

und in dem Augenblicke der Emission:

$$(1'S_0 - 1^3P_1) + (1^3P_1 - a^3P_1) = 1'S_0 - a^3P_1.$$

Die anormalen Serien würden demnach, je nachdem man die eine oder die andere von den oben erwähnten Hypothesen annimmt, durch die in folgender Tabelle zusammengestellten Beziehungen festgelegt sein:

$1'S_0 - y^3P_2'$ oder $1S' - (1^3P_2 + \varkappa \cdot \Delta\nu)$
$1'S_0 - y^3P_1'$ „ $1S' - (1^3P_1 + \varkappa \cdot \Delta\nu)$
$1'S_0 - y^3P_0'$ „ $1S' - (1^3P_0 + \varkappa \cdot \Delta\nu)$
$1'S_0 - y'P_1'$ „ $1S' - (1'P_1 + \varkappa \cdot \Delta\nu)$

wo $y = a, b, c$ usw. ist.

In der Tabelle III sind die Werte der gemessenen Potentiale umgerechnet in Frequenzen[1]) und Wellenlängen, und die Werte derselben Größen berechnet in Übereinstimmung mit den Termen der Serien, wie sie in Fowlers Tabellen zusammengestellt sind. Ebenso sind die Differenzen der beobachteten und berechneten Werte (beob.—ber.), also $\Delta\nu$ und $\Delta\lambda$, und die möglichen Identifikationen mit schon bekannten optischen Linien angeführt.

1) Wegen der geringen Genauigkeit der Messungen hielten wir es für überflüssig, die Frequenzen im Vakuum zu berechnen.

Tabelle III.

	$\nu_{beob.}$	$\nu_{ber.}$	$\nu_{beob.}-\nu_{ber.}$	$\lambda_{beob.}$	$\lambda_{ber.}$	$\lambda_{beob.}-\lambda_{ber.}$	Ursprung
			$1'S_0 - y^3P_0'$ oder $1S' - [1^3P_0 + \varkappa(\Delta\nu)]$				
a	48946,5	48987,5	— 41,0	2043,04	2041,33	+ 1,71	
b	60453,8	65332,7	+ 121,1	1654,15	1657,47	— 3,22	1656,9 Lyman
c	71799,0	71677,9	+ 121,1	1392,77	1395,13	— 2,36	1400,4 „
d	84116,6	83023,1	+ 1088,5	1188,82	1204,48	— 15,66	
e	95137,7	94368,3	+ 769,4	1051,10	1059,67	— 8,57	
f	106077,7	105713,5	+ 364,2	942,70	945,95	— 3,25	
g	117017,8	117058,7	— 40,9	854,57	854,27	+ 0,30	
			$1^1S_0 - y^3P_1'$ oder $1S' - [1^3P_1 + \varkappa(\Delta\nu)]$				
a	51053,4	50754,8	+ 298,6	1958,74	1970,25	— 11,51	1972,6 Hansen
b	62641,8	62100,0	+ 541,8	1596,37	1610,30	— 13,93	1611,9 Bloch
c	74635,3	73445,2	+ 1190,1	1339,84	1361,55	— 21,71	1361,0 Lyman
			$1'S_0 - y^3P_2'$ oder $1S' - [1^3P_2 + \varkappa(\Delta\nu)]$				
a	55591,5	55385,4	+ 206,1	1798,83	1805,62	— 6,69	
b	67666,1	66730,6	+ 935,0	1477,84	1498,56	— 20,72	1495,0 Lyman
c	77795,7	78075,8	— 280,1	1285,41	1280,80	+ 4,61	1280,7 „
			$1'S_0 - y^1P_1'$ oder $1S' - [1^1P_1 + \varkappa(\Delta\nu)]$				
a	65802,2	65410,9	+ 391,3	1519,70	1528,79	— 9,09	1527,4 Lyman
b	75931,9	76056,1	— 824,2	1316,96	1302,82	+ 14,14	1305,6 „
c	88168,5	88101,3	+ 67,2	1134,19	1135,05	— 0,86	
d	98784,4	99446,5	— 662,1	1012,30	1005,56	+ 6,74	
e	110940,0	110791,7	+ 148,3	901,38	902,59	— 1,21	

Die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Werten halten sich mit wenigen Ausnahmen innerhalb der festgesetzen Grenzen. Die Fehler sind, vom Standpunkt der optischen Methoden aus gesehen, sehr groß; aber wir dürfen nicht vergessen, daß es sich um eine elektrische Methode handelt und, außerdem, daß die Differenzen der beobachteten und berechneten Werte stark wachsen, wenn man sie in Å.-Einheiten überführt, weil beinahe alle Linien sich in dem Schumann-Gebiete befinden. Die möglichen Koinzidenzen, die gefunden sind, gehören zu Lymans[1]) Tabellen und zu Blochs Resultaten[2]).

Der entscheidende Beweis für das Bestehen dieser Linien kann nur durch die Beobachtung der Linien selbst gegeben werden; und da nur zwei von diesen sich innerhalb des mit Quarzspektrographen zugänglichen Gebietes befinden, nämlich die Linien 2041,3 und 1970, beschränkt sich der Beweis wegen der erwähnten Hilfsmittel darauf, nur diese beiden Linien zu suchen.

Eine von diesen Linien, 2041,3, sowie mehrere von den übrigen, die auf elektrischem Wege entdeckt worden sind, sind nach Sommerfelds Regel über die inneren Quanten unzulässig. Aber diese Regel scheint für den Fall der Stoßerregung nicht zu gelten. Außerdem beobachteten Hansen, Takamine und Werner[1]) die Linie $1^1S_0 - 1^3P_2\,(\Delta j = 2)$ in der kondensierten Entladung und neuerdings haben P. D. Foote, T. Takamine und R. L. Chenault[2]) dieses Resultat bestätigt und beobachtet, daß die Linie $1'S_0 - 1^3P_0\,(\Delta j = 0)$ ebenfalls, wenn auch nur mit sehr schwacher Intensität und von der starken Bogenlinie $1^3P_1 - 3'D_2\,(\Delta j = 1)$ verdeckt, vorhanden ist[3]).

1) Theodore Lyman, The spectroscopy of the extreme ultra-violet, S. 118.
2) Tables annuelles **5**, S. 462.

1) Léon Bloch, Ionisation et Resonance des Gazet des Vapeurs (Recueil de Conférences-Rapports), p. 76.
2) Foote, Takamine u. Chenault, Phys. Rev. **26**, 165, 1925.
3) Kürzlich sind zwei Arbeiten über die Erregungspotentiale des Quecksilberatoms erschienen (siehe: E. O. Lawrence, Ionization of Atoms by Electron Impact. Phys. Rev. **29**, 947, 1926 und H. A. Messenger, Significance of Certain Critical Potentials of Mercury in Terms of Metastable Atoms, ibid. S. 962). Lawrence schreibt, vorläufig, die Potentiale, die er gefunden hat, und die höher sind als das Ionisierungspotential, folgenden Ursachen zu: a) Den Bewegungen eines zweiten Elektrons; b) daß diese Potentiale den Energieniveaus der Bandenspektren des Quecksilbers zugehören; c) daß sie von dem magnetischen Feld, das die Atome orientiert, herrühren, das für jede Orientierung eine andere Möglichkeit der Erregung darbietet. Messenger vermutet, daß die bis jetzt unerklärten Potentiale — er hat nicht Zeit gehabt, die Arbeit, die der eine von uns in dieser Zeitschrift veröffentlichte, zu lesen — 6,04; 6,30; 7,12; 7,46 und 8,35 von der Bildung metastabiler Atome herrühren.

Wegen der Abhängigkeit des Emissionsprozesses von der Art der Erregung ist es am geeignetsten, das Quecksilber mittels Elektronenstoßes zu erregen. Wir brauchten zu diesem Zweck eine Röhre mit einem einzigen Netze (Fig. 1). Die Platte ist eine Kammer, welche die Kapsel, die das Netz trägt und den Metallfaden einschließt; sie ist mit einem breiten Spalt versehen, dessen eine Kante sich in der Ebene des Netzes befindet. Dem Spalt gegenüber ist die Röhre mit einer Quarzplatte verschlossen, die mittels eines Kittes befestigt wurde, der durch Lösen von Schellack in dem aus Holzteer bei 300° C abdestillierenden Öl, unter Erwärmung, erhalten wurde.

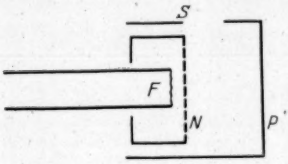


Fig. 1.

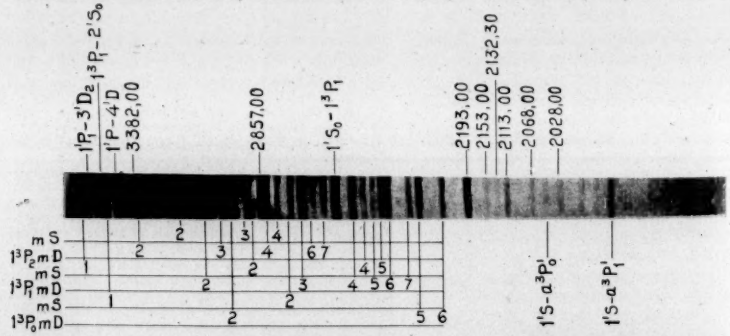
Tabelle IV enthält die Linien dieses Spektrogramms.

Wir hielten es für richtig, einen sehr schwachen Elektronenstrom (10^{-4} Amp.) zu gebrauchen, damit die Quecksilberatome sich nicht in Räumen mit großen Volumladungen befinden sollten, was vielleicht die Emissionsbedingungen

Tabelle IV.

Serien	λ	I	Δz	Δj	Bemerkungen
$1^3P_1-1^3S_1$	4358.34	8	− 1	0	
$1^1P_1-3^1D_2$	4347.50		+ 1	+ 1	
$1^3P_1-2^1S_0$	4077,83	8	− 1	− 1	
$1^3P_0-1^3S_1$	4046.56		− 1	+ 1	
$1^1P_1-4^1D_2$	3906,40	1	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-2^3D_3$	3650.15	8	+ 1	+ 1	
	3382.00	6			1)
$1^3P_2-2^3S_1$	3341.48	6	− 1	− 1	
$1^3P_1-2^3D_2$	3125,66	10	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-3^3D_3$	3021,50	8	+ 1	+ 1	
$1^3P_0-2^3D_1$	2967,28	8	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-3^3S_1$	2925,41	6	− 1	− 1	
$1^3P_1-2^3S_1$	2893,60	3	− 1	0	
	2857,00	0			1)
$1^3P_1-4^3D_3$	2803,48	6	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-4^3S_1$	2759,70	3	− 1	− 1	
$1^3P_0-2^3S_1$	2752,78	3	− 1	+ 1	
$1^3P_1-3^3D_2$	2652,04	10	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-6^3D_3$	2639.93	3	+ 1	+ 1	
$1^3P_2-7^3D_3$	2603.15	3	+ 1	+ 1	
$1^1S_0-1^3P_1$	2530,52	10	+ 1	+ 1	
$1^3P_1-4^3D_2$	2482,01	6	+ 1	+ 1	
$1^3P_1-4^3S_1$	2446,90	3	− 1	0	
$1^3P_1-5^3D_2$	2399,38	2	+ 1	+ 1	
$1^3P_1-5^3S_1$	2379,99	4	− 1	0	
$1^3P_1-6^3D_2$	2352.48	4	+ 1	+ 1	
$1^3P_1-7^3D_2$	2323.30	2	+ 1	+ 1	
$1^3P_0-5^3D_1$	2302,09	6	+ 1	+ 1	
$1^3P_0-6^3D_1$	2258,87	3	+ 1	+ 1	
	2193,00	6			$\lambda = 2191{,}3^{2})$
	2153,00	1			$\lambda = 2152{,}8^{2})$
	2132,00	1			$\lambda = 2131{,}3^{2})$
	2130,00	1			
	2113,00	3			$\lambda = 2110{,}0^{2})$
	2068,00	1			$\lambda = 2069{,}3^{2})$
$1^1S_0-a^3P_0'$	2045,00	1	+ 1	0	λber. 2041,7 $^{2})$
	2028,30	1			$\lambda = 2027{,}7^{2})$
$1^1S_0-a^3P_1'$	1973,00	2	+ 1	+ 1	λber. 1970,5 $^{2})$
	1942.52	1			$\lambda = 1941{,}6^{2})$

Serien von Einzellinien, von Interkomb. Linien, und nicht klassifizierten Linien.



normale Triplett-Serien. *anormale Serien.*

Fig. 2.

1) λ nach Lord Rayleigh. — 2) λ nach Lehmann und Straubel.

hätte ändern können. Da wir nicht beabsichtigen, die Potentiale, die den Quecksilberlinien entsprechen, spektroskopisch zu bestimmen — was bereits untersucht ist — sondern vielmehr ob Quecksilber durch Elektronenstoß erregt, die fraglichen Linien emittiert, brauchten wir, um die Intensität der Strahlung[1]) zu erhöhen, relativ hohe Spannungen, weil in diesem Fall die Elektronen mehr als einmal zwischen Netz und Platte die notwendige kinetische Energie besitzen, um die Atome erregen zu können.

Wir haben 8 Platten mit Spektrogrammen erhalten. Von allen diesen enthält eine (Fig. 2) eine größere Anzahl von Linien, die wir mit Verwendung der Resultate von Lord Rayleigh[2]) und von Lehmann und Straubel[3]), identifiziert haben. Wir verwendeten Schumann-Platten. Die Expositionszeit betrug 50 Stunden. Die Potentialdifferenz zwischen Netz und Draht war 42 Volt ($4 \cdot 10{,}5$).

I bezeichnet die Intensität der Linien, Δx die Variation der azimutalen Quanten und Δj die Variation der inneren Quanten.

Schlußfolgerungen.

1. Aus dem Bestehen des Additionspotentials 1,4, welches von Loyarte aus den Messungen der Erregungspotentiale des Quecksilbers von Franck und Einsporn und eigenen bestimmt wurde, wird auf das Bestehen von anormalen Serien geschlossen.

2. Der durch Elektronenstoß angeregte Quecksilberdampf wird spektroskopisch untersucht. Auf den Spektrogrammen erscheinen außer anderen Linien die Linien 2045 und 1973, die sehr wahrscheinlich die beiden ersten Linien von zwei anormalen Serien des Quecksilbers sind.

1) Was nicht dem oben Gesagten widerspricht.
2) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. (A) **108**, 262, 1925.
3) Kayser, Handbuch der Spektroskopie **5**, S. 548.

La Plata, Instituto de Fisica, Dezember 1926.

(Eingegangen 10. März 1927.)

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Zuschriften mit dem Bemerk „Betrifft AEF" sind zu richten an die Geschäftsstelle des Elektrotechnischen Vereins, Berlin W 35, Potsdamer Straße 118a Fernspr. Amt Kurfürst 9697.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat in seiner Sitzung am 13. Februar 1926 nach satzungsgemäßer Beratung den früher (ETZ 1925, S. 1894) veröffentlichten Entwurf der Formelzeichen nach Ausscheidung der zur Zeit noch nicht zur Annahme reifen Vorschläge in der nachstehenden Form angenommen und endgültig festgestellt.

Berlin, Dezember 1926. Strecker.

Bericht über die Äußerungen zu der Liste der Formelzeichen.

Von K. Strecker.

Es waren von 14 Einsprechenden Beanstandungen eingegangen, die sich auf 23 Formelzeichen und auf 16 Benennungen und Erläuterungen zu Formelzeichen erstreckten. Von den beanstandeten Formelzeichen wurden 9 zurückgezogen und von den Zeichen, deren Benennungen oder Erläuterungen beanstandet worden waren, noch 3, zusammen also 12; außerdem wurden bei 5 Zeichen die Benennungen geändert. Hierbei ist zu bemerken, daß der AEF wohl an den einmal festgesetzten Formelzeichen festhält und nur in seltenen Ausnahmefällen an diesen etwas ändert; die Benennungen aber sind nur als Erläuterungen aufzufassen und können geändert werden, wenn gute Verbesserungsvorschläge eingehen. Von den beanstandeten Zeichen waren 6 schon endgültig angenommen; die gegen diese erhobenen Einwendungen waren nicht triftig genug, um den AEF zu einer Änderung zu veranlassen. Auch bei den übrigen 8 beanstandeten Zeichen, die neu vorgeschlagen worden waren: b Barometerstand; α und γ Längs- und Raumausdehnungszahl; e Elementarladung; F Äquivalentladung; $\mathfrak{E}$ elektrische Feldstärke; U elektrische Spannung; $\varkappa$ elektrische Leitfähigkeit waren die erhobenen Einwendungen nicht ausreichend, um den AEF von der Notwendigkeit einer Änderung zu überzeugen. Das Zeichen U für elektrische Spannung wurde mehrfach beanstandet; meist wurde dafür dasselbe Zeichen vorgeschlagen wie für EMK, nämlich E. Der AEF hat sich über EMK und Spannung sehr gründlich in seinem Entwurf I ausgesprochen, der in der ETZ 1920, S. 641 und 660, abgedruckt und kürzlich vom AEF endgültig angenommen worden ist; man erkennt daraus auch, daß für die EMK ein anderes Zeichen benutzt werden muß wie für die Spannung, und es wird dort bereits das U für die Spannung eingeführt. Nachdem von den im ganzen 145 Formelzeichen auf diese Weise 12 zurückgezogen worden waren, hat der AEF bei der weiteren Beratung noch 33 Zeichen ausgeschieden, zum größten Teil, weil er nicht genügend von der Notwendigkeit, für diese Größen Zeichen festzusetzen, oder von der richtigen Wahl des Zeichens überzeugt war. Ein vorgeschlagenes Formelzeichen durch ein

anderes zu ersetzen, ohne das neue Zeichen vorher zur allgemeinen Erörterung zu stellen, schien nicht angängig. Ein Teil der ausgeschiedenen Zeichen wird, u. U. mit noch weiteren zusammen, zu einer neuen Vorschlagsliste vereinigt werden.

Es blieben nach dem Dargelegten 100 Zeichen übrig, die in der nunmehr festgesetzten Liste erscheinen. Dieser Liste wurde eine Erklärung vorausgeschickt, die sich auf die Benennungen der Größen bezieht, und eine Erläuterung angefügt über die Bezeichnung von Vektorgrößen.

Erläuterung von K. Scheel.

W. Jaeger und H. v. Steinwehr haben überzeugend dargetan (Ann. d. Phys. (4) **64**, 305—366, 1921), daß sämtliche älteren Bestimmungen des mechanischen Wärmeäquivalents namentlich daran leiden, daß in ihnen die zugrunde liegenden elektrischen und thermometrischen Einheiten ungenügend definiert sind. Es ist an der Zeit, den von Jaeger und Steinwehr unter Zugrundelegung sicherer Einheiten in der Reichsanstalt ermittelten Arbeitswert der 15^0-cal $= 4{,}1842$ J anzunehmen. Aus diesem Werte haben Grüneisen und Giebe im Anschluß an ihre in der Reichsanstalt ausgeführte absolute Ohmbestimmung (Ann. d. Phys. (4) **63**, 179—200, 1920) den Arbeitswert der 15^0-cal $= 4{,}1863 \cdot 10^7$ erg abgeleitet.

Nachdem durch das Gesetz vom 7. August 1924 (vgl. das obenstehende Normblatt) als Einheit der Wärmemenge die Kilokalorie $=$ 1000 15^0-cal festgesetzt worden ist, mußte in dem Satz auch die gesetzmäßige Einheit verwendet werden.

Gegenüber dem in der ETZ 1925, S. 1895, veröffentlichten Entwurf XXII unterscheidet sich die jetzige endgültige Fassung nur dadurch, daß „Arbeitswert der Wärmeeinheit" an die Stelle von „Arbeitswert der Kilokalorie" und „Fallbeschleunigung" an die Stelle von „Schwere" gesetzt ist. Ferner ist der Zahlenwert der Gaskonstante für die Arbeitseinheit Kilogrammeter eingefügt.

Einer Anregung, dem Satz eine Begriffsbestimmung der Leistung vorauszuschicken, ist nicht entsprochen worden, weil der Entwurf nur bestimmt ist, das Zahlenverhältnis zweier Einheiten festzulegen.

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat in seiner Sitzung am 13. Februar 1926 nach satzungsgemäßer Beratung den früher (ETZ 1925, S. 1895) veröffentlichten Entwurf XXII, Wert des mechanischen Wärmeäquivalents, angenommen und veröffentlicht ihn jetzt an Stelle des früheren Satzes I als „Satz I, neue Fassung".

Berlin, Dezember 1926. Strecker.

Satz I, neue Fassung Mechanisches Wärmeäquivalent	DIN 1309

Einheiten

§ 2 des Gesetzes vom 7. August 1924 über die Temperaturskale und die Wärmeeinheit.

Veröffentlicht in Nr. 52 des Reichsgesetzblattes vom 12. August 1924.

„Die gesetzlichen Einheiten für die Messung von Wärmemengen sind die Kilokalorie (kcal) und die Kilowattstunde (kWh).

Die Kilokalorie ist diejenige Wärmemenge, durch welche ein Kilogramm Wasser bei atmosphärischem Druck von 14,5 auf $15{,}5^0$ erwärmt wird.

Die Kilowattstunde ist gleichwertig dem Tausendfachen der Wärmemenge, die ein Gleichstrom von 1 gesetzlichen Ampere in einem Widerstand von 1 gesetzlichen Ohm während einer Stunde entwickelt, und ist 860 Kilokalorien gleich zu erachten."

1 kcal $=$ 1000 cal (Grammkalorien)
1 kWh $= 3.6 \times 10^6$ gesetzliche Joule (Wattsekunden)

Arbeitswert der Wärmeeinheit

1 kcal $=$ 4184 gesetzliche Joule
$= 4186 \times 10^7$ erg $=$ 4186 absolute Joule

Der Arbeitswert der gesetzlichen Kilokalorie ist 426,9 kgm, wenn die normale Fallbeschleunigung 980,665 cm/s² zugrunde gelegt wird.

Der Arbeitswert der mittleren (0^0 bis 100^0) Kilokalorie ist dem Arbeitswert der gesetzlichen Kilokalorie gleich zu erachten.

Wärmewert der Arbeitseinheit (der Wattsekunde oder des gesetzlichen Joule und der Kilowattstunde)

1 J $=$ 1 Ws $=$ 0,0002390 kcal
1 kWh $=$ 860 kcal.

Allgemeine Gaskonstante R

Bei Arbeitseinheit	Zahlenwert der allgemeinen Gaskonstante R
Erg	$8{,}313 \times 10^7$
Kilogrammeter	0,8477
gesetzliches Joule	8,309
Kilokalorie	0,0001986
Literatmosphäre	0,08204

Das gesetze Joule ist gleich dem internationalen Joule; das absolute Joule ist zur Zeit gleich 0,9995 gesetzlichen Joule.

Februar 1926 AEF

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Ergänzung zur Liste der Einheitszeichen.

Der AEF hat bisher als Vorsätze für die Bezeichnung der Vielfachen und Teile der Ein-

Formelzeichen

DIN 1304

Die aufgeführten Benennungen der Größen sind keine Vorschrift, sondern dienen im wesentlichen der Erläuterung der Formelzeichen. Die bei einigen Größen in Klammern zugefügten Beziehungen dienen ebenfalls nur zur Erläuterung. Die Angaben der Liste sind grundsätzlich frei von Bestimmungen über die gewählten Einheiten.

Länge, Fläche, Raum, Winkel

- l Länge
- r Halbmesser
- d Durchmesser
- λ Wellenlänge
- * h Höhe
- * s Weglänge
- ε Relative Dehnung ($\Delta l/l$)
- μ Verhältnis der Querkürzung zur Längsdehnung (Poissonsche Zahl)
- F Fläche (Querschnitt, Oberfläche)
- α, β, γ Winkel
- φ Voreilwinkel, Phasenverschiebung
- γ Schiebung (Gleitung)
- * ω Raumwinkel
- V Rauminhalt, Volumen

Masse

- m Masse
- * v Räumigkeit (spezifisches Volumen, V/m)
- $\mathcal{J}$ Trägheitsmoment ($\int r^2 \mathrm{d}s$, $\int r^2 \mathrm{d}F$ oder $\int r^2 \mathrm{d}m$)
- C Zentrifugalmoment ($\int x\,y\,\mathrm{d}m$)
- *A Atomgewicht
- *M Molekulargewicht
- * n Wertigkeit
- *N Allgemeine Loschmidtsche Konstante (Avogadrosche Konstante)
- * c Konzentration
- * v Verdünnung

Zeit

- t Zeit (Zeitpunkt oder Zeitdauer)
- T Periodendauer
- n Umlaufzahl, Drehzahl (Zahl der Umdrehung in der Zeiteinheit)
- n Schwingungszahl (in der Zeiteinheit)
- f Frequenz (bei Wechselgrößen)
- ω Kreisfrequenz ($2\pi f$)
- v Geschwindigkeit
- g Fallbeschleunigung
- ω Winkelgeschwindigkeit

Kraft und Druck

- P Kraft
- M Moment einer Kraft (Kraft × Hebelarm)
- *D Richtvermögen (P/s oder M/α)
- p Druck (Kraft durch Fläche)
- * b Barometerstand
- σ Zug- oder Druckspannung (Normalspannung)
- τ Schubspannung, Scherspannung
- E Elastizitätsmodul
- G Schubmodul
- μ Reibungszahl
- * η Zähigkeit (gewöhnliche)

Temperatur

- t Temperatur vom Eispunkt aus
- ϑ „ beim Zusammentreffen mit Zeit
- T „ absolute

- * α Längsausdehnungszahl $[(\mathrm{d}l/\mathrm{d}t):l_0]$
- * γ Raumausdehnungszahl $[(\mathrm{d}V/\mathrm{d}t):V_0]$

Wärmemenge, Arbeit, Energie

- Q Wärmemenge
- A Arbeit
- W Energie
- * l Latente Wärme
- * q Reaktionswärme
- r Verdampfungswärme
- H Heizwert (W/m oder W/V)
- c Spezifische Wärme
- c_p Spezifische Wärme bei konstantem Druck
- c_v Spezifische Wärme bei konstantem Volumen
- * $\varkappa$ Verhältnis der spezifischen Wärmen (c_p/c_v)
- S Entropie
- N Leistung (A/t)
- *R Gaskonstante
- η Wirkungsgrad
- $\mathcal{J}$ Arbeitswert der Kalorie

Elektrizität und Magnetismus

- Q Elektrizitätsmenge
- * e Elementarladung
- *F Aquivalentladung
- *$\mathfrak{E}$ Elektrische Feldstärke
- *U Elektrische Spannung
- E Elektromotorische Kraft
- I Elektrische Stromstärke
- R Elektrischer Widerstand
- ϱ Spezifischer Widerstand
- G Elektrischer Leitwert ($1/R$)
- * $\varkappa$ Elektrische Leitfähigkeit ($1/\varrho$)
- * α Dissoziationsgrad
- $\mathfrak{D}$ Verschiebung
- ε Elektrisierungszahl
- C Elektrische Kapazität
- $\mathfrak{H}$ Magnetische Feldstärke
- *V Magnetische Spannung
- * z Leiterzahl
- *w Windungszahl
- $\mathfrak{B}$ Magnetische Induktion
- μ Permeabilität ($\mathfrak{B}/\mathfrak{H}$)
- Φ Magnetischer Induktionsfluß
- $\mathcal{J}$ Magnetisierungsstärke ($\mathfrak{B} - \mu_0\mathfrak{H}$)
- $\varkappa$ Magnetische Aufnahmefähigkeit (Suszeptibilität, $\mathfrak{J}/\mathfrak{H}$)
- L Induktivität (Koeffizient der Selbstinduktion)
- M Gegeninduktivität (Gegenseitiger Induktionskoeffizient)
- $\mathfrak{S}$ Poyntingscher Vektor (Strahlungsdichte)

Licht

- * c Lichtgeschwindigkeit
- n Brechungszahl eines Stoffes gegen Luft
- f Brennweite
- *Φ Lichtstrom ($\mathcal{J} \cdot \omega$)
- *E Beleuchtungstärke (einer beleuchteten Fläche) (Φ/F)
- * e Leuchtdichte (einer leuchtenden Fläche) ($\mathcal{J}/F$)
- *Q Lichtmenge ($\Phi \cdot t$)
- $\mathcal{J}$ Lichtstärke

* Diese Zeichen sind neu aufgenommen

Deutsche (Fraktur-) Buchstaben werden als Formelzeichen nur für Größen verwendet, die Vektoreigenschaft besitzen können. Soll die Vektoreigenschaft einer Größe hervorgehoben werden, so wählt man den Frakturbuchstaben oder überstreicht das Formelzeichen, z. B. $\bar{\omega}$. Der Betrag eines Vektors kann durch das Formelzeichen in Kursivschrift oder griechischer Schrift oder das von senkrechten Strichen eingeschlossene Vektorzeichen dargestellt werden. Vgl. Satz X Vektorzeichen.

heiten die auch sonst üblichen benutzt. Zu diesen sind nunmehr noch die Zeichen G und n getreten, G = Giga (vom griechischen Gigas, Riese, vgl. die Fremdwörter Gigant, gigantisch) zur Bezeichnung des 10^9fachen, n = nano (vom griechischen Nanos, Zwerg) zur Bezeichnung des 10^{-9}fachen. Als Ergänzung zu der Liste der Einheitszeichen ergibt sich also die folgende Liste der

Vorsätze zur Bezeichnung der Vielfachen und Teile von Einheiten.

$G = 10^9$ Giga-
$M = 10^6$ Mega-
$k = 10^3$ Kilo-
$h = 10^2$ Hekto-
$d = 10^{-1}$ Dezi-
$c = 10^{-2}$ Zenti-
$m = 10^{-3}$ Milli-
$\mu = 10^{-6}$ Mikro-
$n = 10^{-9}$ Nano-

Berlin, Januar 1927. Strecker.

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen hat in seiner Sitzung am 13. Februar 1926 nach satzungsgemäßer Beratung den früher veröffentlichten Entwurf XXIII, „Verhältnis der Pferdestärke zum Kilowatt", vereinigt mit dem früheren Satz IV als „Satz IV, neue Fassung" angenommen und endgültig festgestellt.

Berlin, im Januar 1927. Strecker.

Satz IV, neue Fassung.

Einheit der Leistung.

Die technische Einheit der Leistung heißt Kilowatt. Sie ist praktisch gleich 102 Kilogrammeter in der Sekunde und entspricht der absoluten Leistung 10^{10} erg in der Sekunde, Einheitsbezeichnung kW.

Für die Umrechnung von Leistungsangaben aus Pferdestärken in Kilowatt und umgekehrt werden folgende Zahlen festgesetzt:

1 kW = 1,360 PS
1 PS = 0,735 kW.

Erläuterung von K. Scheel.

Es hat sich das Bedürfnis gezeigt, die Umrechnungszahlen von PS auf kW und umgekehrt festzusetzen.

Aus den Gleichungen

1 Watt = 1 Joule/Sekunde (1 W = 1 J/s)

und

1 PS = 75 kg m/s

folgt, wenn man setzt:

4,184 Joule = $4{,}186 \cdot 10^7$ erg

(nach Grüneisen und Giebe, Ann. d. Phys. (4) **63**, 199, 1920)

und

1 g-Gew. = 980,6 dyn = 980,6 erg/cm

1 PS = 735,1 W

oder abgerundet

1 PS = 0,735 kW.

Der reziproke Wert von 0,7351 ist 1,3603; für die Umrechnung von Kilowatt in Pferdestärken wäre demnach die Zahl 1,360 anzunehmen.

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt den folgenden Entwurf XXIX, Richtleistung, gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratung bis zum 31. Juli 1927 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann sich auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine und jeder, der an der Beratung teilnehmen will, zu dem Entwurf äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, Januar 1927. Strecker.

Entwurf XXIX.

(Ergänzungsvorschlag zu DIN 1316.)

Richtleistung.

Die „Richtleistung" von sinusförmigen Wechselstrom- und -spannungssystemen ist das Produkt von Spannung und Strom sowie einem der Phasenzahl entsprechenden Zahlenfaktor. Dieser Faktor beträgt

bei Einphasensystemen 1,
bei verketteten symmetrischen Zweiphasensystemen $\sqrt{2}$,
bei verketteten symmetrischen Dreiphasensystemen $\sqrt{3}$. Einheitsbezeichnung VA.

Begründung.

Von G. Dettmar, M. Jakob, R. Richter und R. Rüdenberg.

Die elektrische Größenbemessung aller Wechselstrommaschinen, -transformatoren, -apparate und -leitungen richtet sich nicht nur nach den Wirkströmen, die zusammen mit der Spannung die mechanisch oder thermisch ausnutzbare Leistung ergeben, sondern auch nach den Blindströmen, die in ihnen zirkulieren. Zur Beurteilung dieser Gegenstände, deren Leistungsfähigkeit bei phasenverschobenem Strom nicht in W, sondern in VA gemessen werden muß, erscheint es für den praktischen Gebrauch nicht zweckmäßig, den Begriff der „Scheinleistung" oder des „Scheinwiderstandes" zu verwenden, damit nicht der Eindruck von etwas Scheinbarem, Unwirklichem oder Trügerischem erweckt wird.

Die Beurteilung der Leistungsfähigkeit und der Verkaufswert von Maschinen, Transformatoren, Apparaten und Leitungen richtet sich im wesentlichen nur nach dem absoluten Wert der Spannung und des Stromes, ohne von der Richtung des Stromes gegenüber der Spannung oder von dem Leistungsfaktor erheblich beeinflußt zu werden. Für das Produkt von Nennspannung und Nennstrom dieser Gegenstände unter Berücksichtigung der Phasenzahl wird daher das Wort „Richtleistung" vorgeschlagen.

Diese Benennung weist einerseits auf die verschiedenartige Richtung der Strom- und Spannungsvektoren hin, andererseits deutet sie an, wonach sich die Größenbemessung des elektrischen Stromkreises richtet.

Der Vorsatz „Richt" eignet sich auch zur Zusammensetzung mit den übrigen Wechselstromgrößen, wie „Richtwiderstand", „Richtleitwert", „Richtstrom", „Richtspannung", die für die Beurteilung von elektrischem Material von Nutzen sind.

AEF

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen stellt den folgenden Entwurf XXX „Schreibweise physikalischer Gleichungen" gemäß § 4, Abs. 3 seiner Satzung zur Beratung und lädt die beteiligten Vereine ein, ihm das Ergebnis ihrer Beratungen bis 31. Juli 1927 mitzuteilen. Zur gleichen Frist kann sich auch jedes Mitglied der beteiligten Vereine und jeder, der an der Beratung teilnehmen will, zu dem Entwurf äußern. Es wird gebeten, von Äußerungen in Zeitschriften dem AEF stets wenigstens einen Abdruck zu senden.

Berlin, Dezember 1926. Strecker.

Entwurf XXX. Schreibweise physikalischer Gleichungen.

(Noch nicht endgültig.)

I. Die Formelzeichen der physikalischen Gleichungen bedeuten in der Regel die physikalischen „Größen", d. h. die Produkte aus den Zahlenwerten (Maßzahlen) und den benutzten Einheiten gemäß der Gleichung

Physikalische Größe = Zahlenwert mal Einheit.

Sollen ausnahmsweise unter den Formelzeichen die Zahlenwerte oder abwechselnd die Größen und die Zahlenwerte verstanden werden, so sind durch Zusätze wie „Größengleichung" oder „Zahlenwertgleichung" Verwechslungen auszuschließen.

Die einmal gewählte Auffassung ist folgerichtig durchzuführen.

II. Die Einführung willkürlicher Dimensionsbeziehungen (willkürlicher „Einheitengleichungen") ist zu vermeiden. Insbesondere ist die dielektrische Verschiebung nicht als der elektrischen Feldstärke dimensionsgleich und ebenso die magnetische Induktion nicht als der magnetischen Feldstärke dimensionsgleich anzusehen.

III. Die Größengleichungen der Elektrizitätslehre sind in einer solchen Form zu schreiben, daß die Zahl 4π in den Grunddefinitionen und in den Differentialgleichungen des Feldes überhaupt nicht, dagegen in den Gesetzen von Coulomb und Biot und Savart im Nenner auftritt.

IV. Die absoluten Einheiten der Elektrizitätslehre sind dadurch zu bezeichnen, daß man das Formelzeichen der betreffenden Größe in eckige Klammern einschließt und an diese den Index s oder m setzt: I = Stromstärke, $[I]_s$ = elektrostatische Einheit der Stromstärke, $[I]_m$ = elektromagnetische Einheit der Stromstärke.

Erläuterungen von F. Emde, W. Kösters, K. Scheel, G. Wallenberg †, J. Wallot.

Daß man über die Bedeutung der in den physikalischen Gleichungen vorkommenden Formelzeichen zwei verschiedene Auffassungen haben und demgemäß zwei verschiedene Arten von Gleichungen, Größen- und Zahlenwertgleichungen, unterscheiden kann, ist den meisten Physikern,

Chemikern und Technikern so wenig geläufig, daß es angebracht erscheint, das Wesen und die Vor- und Nachteile der beiden Auffassungen an einfachen Beispielen zu erläutern.

A. Beispiele aus der Mechanik.

a) Größengleichungen.

Das zweite Newtonsche Bewegungsgesetz wird gewöhnlich in der Form geschrieben:

$$P = m \cdot b. \tag{1}$$

„Kraft gleich Masse mal Beschleunigung". Versteht man hier unter den Zeichen P, m, b die „Größen" Kraft, Masse und Beschleunigung, also jedesmal die Produkte aus den Zahlenwerten und den Einheiten (z. B. 125 kg Gewicht, 30 m/s²), so ist die Gleichung (1) eine Größengleichung. Sie gilt als solche für jede Einheitenwahl.

Soll z. B. der Masse $m = 300$ kg⁺ (kg⁺ sei die Masse eines Kilogrammstücks) die Beschleunigung 20 m/s² erteilt werden, so ist dazu nach (1) die Kraft

$$P = 300 \text{ kg}^+ \cdot 20 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = 6000 \frac{\text{kg}^+\text{m}}{\text{s}^2}$$

erforderlich.

Will man P auf die gebräuchlichere Einheit „Kilogrammgewicht" beziehen, so braucht man sich nur zu erinnern, daß diese Einheit, die mit kg* abgekürzt werde, das Gewicht eines Kilogrammstücks bedeutet an einem Orte, wo die Fallbeschleunigung rund gleich 9,81 m/s² ist, daß also nach (1)

$$\text{kg}^* = \text{kg}^+ \cdot 9{,}81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \text{ ist.} \tag{2}$$

Hieraus folgt

$$\frac{\text{kg}^+\text{m}}{\text{s}^2} = \frac{\text{kg}^*}{9{,}81}$$

und daher

$$P = \frac{6000}{9{,}81} \text{kg}^* = 611 \text{ kg}^*.$$

Wäre die Masse m in der technischen Masseneinheit

$$\text{kg}^* \frac{\text{s}^2}{\text{m}} = 9{,}81 \text{ kg}^+ \text{ (vgl. (2))}$$

angegeben worden, so wäre

$$m = \frac{300}{9{,}81} \text{kg}^* \frac{\text{s}^2}{\text{m}} = 30{,}6 \text{ kg}^* \frac{\text{s}^2}{\text{m}}$$

gewesen, und wir hätten unmittelbar

$$P = 30{,}6 \text{ kg}^* \frac{\text{s}^2}{\text{m}} \cdot 20 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} = 611 \text{ kg}^*$$

berechnet.

Statt die Größen in den gegebenen Einheiten einzusetzen und das Ergebnis dann auf die gewünschte Einheit umzurechnen, kann man die Größengleichungen selbst umformen. Dividiert man (1) z. B. durch die Identität

$$\frac{\text{kg}^+\text{m}}{\text{s}^2} = \text{kg}^+ \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2},$$

so folgt

$$\frac{P}{\text{kg}^+\text{m/s}^2} = \frac{m}{\text{kg}^+} \cdot \frac{b}{\text{m/s}^2}. \tag{3}$$

Diese Gleichung sagt: Man erhält den Zahlenwert von P in kg⁺ m/s², wenn man den Zahlenwert von m in kg⁺ mit dem Zahlenwert von b in m/s² multipliziert.

Dividiert man (1) durch (2), so folgt:

$$\frac{P}{\text{kg}^*} = \frac{1}{9{,}81} \cdot \frac{m}{\text{kg}^+} \cdot \frac{b}{\text{m/s}^2}, \tag{4}$$

d. h. der Zahlenwert von P bezogen auf kg* ist 9,81 mal kleiner als der nach (3) berechnete auf kg⁺ m/s² bezogene.

Will man die Gleichung auf das physikalische Einheitensystem beziehen, so braucht man (1) nur durch die Definitionsgleichung der Einheit dyn

$$\text{dyn} = \text{g}^+ \frac{\text{cm}}{\text{s}^2}$$

zu dividieren; die auf das CGS-System zugeschnittene Größengleichung

$$\frac{P}{\text{dyn}} = \frac{m}{\text{g}^+} \cdot \frac{b}{\text{cm/s}^2} \tag{5}$$

ergibt sich dann sofort.

Auch jede Kombination ist möglich: Soll die Kraft P z. B., wenn m und b in technischen Einheiten gegeben sind, in dyn herauskommen, so hat man einfach durch

$$\text{dyn} = \frac{\text{kg}^+}{1000} \cdot \frac{\text{m/100}}{\text{s}^2} = \frac{\text{kg}^*\,\text{s}^2}{9{,}81 \cdot 10^5 \text{m}} \cdot \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

zu dividieren, um sofort nach

$$\frac{P}{\text{dyn}} = 9{,}81 \cdot 10^5 \frac{m}{\text{kg}^*\,\text{s}^2/\text{m}} \cdot \frac{b}{\text{m/s}^2} \tag{6}$$

rechnen zu können.

Wie man sieht, sind die „spezialisierten Größengleichungen" (3), (4), (5) und (6) nichts als „Erweiterungen" der ursprünglichen allgemeinen Größengleichung (1), so wie etwa $ad = bcd$ eine Erweiterung der Gleichung $a = bc$ ist.

b) Zahlenwertgleichungen.

Durchaus verschieden von den Größengleichungen sind die Zahlenwertgleichungen. Bei diesen bedeuten die Formelzeichen die Zahlenwerte. Zu den spezialisierten Größengleichungen (3), (4), (5) und (6) gehören die vier Zahlenwertgleichungen:

$$P = mb \qquad (3\,Z)$$

$$P = \frac{1}{9{,}81}\, mb \qquad (4\,Z)$$

$$P = mb \qquad (5\,Z)$$

$$P = 9{,}81 \cdot 10^5\, mb. \qquad (6\,Z)$$

Während es also nur eine Größengleichung (1) mit beliebig vielen ineinander überführbaren „Erweiterungen" gibt, gibt es zu jedem physikalischen Gesetz unzählig viele Zahlenwertgleichungen, die zum größten Teil miteinander unvereinbar, also nicht automatisch ineinander überführbar sind. Zahlenwertgleichungen gelten immer nur für eine Gruppe von Einheitenwahlen (so gehören [3 Z] und [5 Z] zu derselben Gruppe), nie aber ganz allgemein für jede Einheitenwahl. Wer mit Zahlenwertgleichungen rechnet, vermeidet daher soviel wie möglich alle Einheitenwechsel, da er sie als Quellen von Rechenfehlern kennt und fürchtet.

Allgemein und in sich selbst vollkommen bestimmt sind nur die Größengleichungen; sie sollen daher in erster Linie und in der Regel verwendet werden. Bei den Zahlenwertgleichungen als den Ausnahmen soll ausdrücklich gesagt werden, daß es sich um Zahlenwertgleichungen handelt.

c) Form der Größengleichungen.

Die Form der Größengleichungen ist an sich natürlich Sache der Definition. Z. B. könnte man an Stelle von (1) auch

$$P = 10^{10} mb$$

setzen. Dann wäre

$$\mathrm{kg^*} = 10^{10}\ \mathrm{kg_f} \cdot 9{,}81 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s^2}},$$

und bei unserem Zahlenbeispiel käme genau wie vorher

$$P = 10^{10} \cdot 300\ \mathrm{kg_f} \cdot 20 \frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s^2}} = 611\ \mathrm{kg^*}$$

heraus. Es braucht jedoch kein Wort darüber verloren zu werden, daß die Beladung der Größengleichungen mit solchen unnützen Zahlenfaktoren zu verwerfen ist. Nur in seltenen Fällen (vgl. die Forderung III) sind über die vernünftigste Form einer Größengleichung Meinungsverschiedenheiten möglich.

d) Eine dritte Schreibweise.

Sehr beliebt ist es, bei den Zahlenwertgleichungen die Einheit, auf welche die gerade auszurechnende Größe zu beziehen ist, am Schlusse zuzusetzen, z. B.:

$$P = 9{,}81 \cdot 10^5\, mb\ \mathrm{dyn}$$

an Stelle von (6 Z).

Diese Schreibweise ist nicht zu empfehlen, weil sie nicht folgerichtig ist; bei P ist die Einheit angegeben, bei m und b dagegen nicht, obgleich es ebenso notwendig wäre. Der Zusatz „dyn" kann nicht als Faktor aufgefaßt werden, mit dem man rechnen kann. Derartige Zwittergleichungen werden leicht mit spezialisierten Größengleichungen verwechselt.

e) Ein weiteres Beispiel aus der Mechanik.

Das Trägheitsmoment eines Körpers, bezogen auf eine Achse, kann bekanntlich berechnet werden nach der Formel

$$J = mk^2, \qquad (8)$$

wo m die Masse des Körpers und k der Trägheitshalbmesser ist. Will man hier die Masse m durch das Gewicht des Körpers G ersetzen, so muß man, wenn anders (7) eine Größengleichung sein soll, durch die Fallbeschleunigung g dividieren:

$$J = \frac{G}{g} k^2. \qquad (8)$$

Unterließe man dies, schriebe man also

$$J = Gk^2\ (\text{Größengl.}), \qquad (9)$$

so würde man einen groben Fehler machen, da das Trägheitsmoment nach seiner Definition nicht von seiner geographischen Breite abhängen kann.

Trotzdem darf die Gleichung (9) als Zahlenwertgleichung benutzt werden. Dividiert man nämlich (8) durch die Identität

$$\mathrm{kg^* m^2} = \frac{\mathrm{kg^*}}{9{,}81\ \mathrm{m/s^2}}\,\mathrm{m^2},$$

so erhält man die erweiterte Größengleichung

$$\frac{J}{\mathrm{kg^+\,m^2}} = \frac{9{,}81\,\mathrm{m/s^2}}{g} \cdot \frac{G}{\mathrm{kg^*}} \cdot \frac{\mathrm{k^2}}{\mathrm{m^2}}.$$

Dieser entspricht aber, da ein etwaiger Unterschied zwischen g und $9{,}81\ \mathrm{m/s^2}$ praktisch immer vernachlässigt werden kann, die Zahlenwertgleichung

$$J = G k^2 \text{ (Zahlenw.-Gl.)}. \qquad (9\,Z)$$

Natürlich kann man auch dem Größenprodukt Gk^2 oder wie üblich $4Gk^2$ den besonderen Namen „Schwungmoment" beilegen. Diese Größe ist aber dann (auch abgesehen von dem Faktor 4) etwas dem Wesen nach anderes als das Trägheitsmoment; ihre Benutzung hat zur Folge, daß die Fallbeschleunigung in Gleichungen auftritt, die mit Schwerkraft nicht das geringste zu tun haben.

B. Bemerkungen zu den Forderungen II, III und IV.

a) Willkürliche Einheitengleichungen.

Setzt man die dielektrische Verschiebung und die elektrische Feldstärke dimensionsgleich, also die Dielektrizitätskonstante dimensionslos (elektrostatisches System), so erhalten die elektrischen Größen Dimensionen, die unvereinbar sind mit den Dimensionen, die sie erhalten, wenn man die magnetische Induktion und die magnetische Feldstärke dimensionsgleich, also die Permeabilität dimensionslos setzt (elektromagnetisches System). Infolgedessen ist es nicht möglich, durch automatisch ablaufende mathematische Umformungen von dem einen der beiden absoluten Systeme zu dem anderen überzugehen; vielmehr erfordert jeder Übergang ein gewisses Nachdenken. Will man durch Mechanisierung der Einheitenumrechnungen auch auf dem Gebiete der Elektrizitätslehre Überlegungsfehler verhüten, so muß man der Dielektrizitätskonstanten und der Permeabilität die ihnen zustehenden Dimensionen zurückgeben (Kapazität/Länge und Induktivität/Länge).

b) Faktor 4π.

Daß die geforderte (zuerst von Heaviside vorgeschlagene) Stellung des Faktors 4π die vernünftigste ist, wird wohl nicht bestritten. Man hat sie bis jetzt aber nicht allgemein eingeführt, weil man Verwechslungen befürchtet.

Diese Befürchtung wird durch die Fassung der Forderung III gegenstandslos. Die Zahl 4π soll nur bei den Größengleichungen in ihre natürliche Stellung gerückt werden; da bisher fast immer Zahlenwertgleichungen benutzt worden sind, können bei sorgfältiger Beachtung der Forderung I keine Fehler vorkommen.

c) Absolute Einheiten.

Auch wenn die absoluten Einheiten ganz durch die praktischen verdrängt werden sollten, wird man mit ihnen noch beim Literaturstudium zu tun haben. Es muß deshalb dafür gesorgt werden, daß man auch mit ihnen bequem rechnen kann. Dazu muß man ihnen aber Zeichen geben. Die Bezeichnungen in der Form $\mathrm{cm^x\,g^y\,sec^z}$, wie sie sich in den Lehrbüchern finden, stehen mit der Forderung II in Widerspruch. Außerdem sind sie sehr unbequem; abgesehen von den Einheiten für Kapazität und Induktivität werden sie tatsächlich auch kaum benutzt. Gebräuchlicher sind Bezeichnungen wie ESE und EME; aber auch diese sind unzureichend, da es ja gerade darauf ankommt, z. B. der elektrostatischen Stromstärkeneinheit, der elektrostatischen Spannungseinheit usw. besondere Zeichen zu geben.

Die vorgeschlagene Bezeichnung knüpft an die übliche Verwendung der eckigen Klammern zur Bezeichnung der Dimension oder der Einheit einer Größe an; sie ist sehr naheliegend und erweiterungsfähig und hat sich beim praktischen Rechnen bewährt.

C. Beispiele aus der Elektrizitätslehre.

Zwei einfache Beispiele mögen andeuten, wie sich die Forderungen II und III in der Elektrizitätslehre auswirken und wie die neuen Einheitenzeichen zu verwenden sind.

a) Erstes Beispiel.

Die allgemeine Größengleichung für die Kapazität eines Kondensators von der Flächengröße F und dem Flächenabstand a lautet nach III

$$C = \varepsilon \frac{F}{a}. \qquad (10)$$

Für Petroleum als Dielektrikum, dessen Dielektrizitätszahl gleich 2,18 ist, und für $F = 400\ \mathrm{cm^2}$, $a = 0{,}1\ \mathrm{cm}$ erhält man hieraus ohne weiteres, wenn man mit ε_0 die Dielektrizitätskonstante des leeren Raumes bezeichnet:

$$G = 2{,}18\,\varepsilon_0 \cdot \frac{400\ \mathrm{cm^2}}{0{,}1\ \mathrm{cm}} = 8720\,\varepsilon_0\ \mathrm{cm}.$$

Über die Größe der hier noch vorkommenden Naturkonstante ε_0 haben sorgfältige Messungen Auskunft gegeben; es ist

$$\varepsilon_0 = 0{,}886 \cdot 10^{-13} \frac{F}{\text{cm}}.$$

Setzt man dieses ein, so folgt sofort der Zahlenwert der Kapazität im internationalen Maß:

$$C = 8720 \cdot 0{,}886 \cdot 10^{-13} \frac{F}{\text{cm}} \cdot \text{cm}$$

$$= 0{,}773 \cdot 10^{-9}\ F.$$

Der Zusammenhang zwischen der hier zunächst benutzten Einheit F und der elektrostatischen Kapazitätseinheit $[C]_s$ ergibt sich aus der Festsetzung, daß eine Kugel vom Halbmesser 1 cm im leeren Raum gerade die Kapazität $(C)_s$ haben soll. Da die Größengleichung für die Kapazität der Kugel nach II und III

$$C = 4\pi\varepsilon r$$

lautet, so gilt:

$$[C]_s = 4\pi\varepsilon_0\,\text{cm} = 4\pi \cdot 0{,}886 \cdot 10^{-13} F$$
$$= 1{,}113 \cdot 10^{-12} F; \qquad (11)$$

es is also auch

$$C = \frac{0{,}773 \cdot 10^{-9}}{1{,}113 \cdot 10^{-12}} [C]_s = 694 [C]_s.$$

Wie bei unseren mechanischen Beispielen steht natürlich nichts im Wege, die Größengleichung (10) sofort auf elektrostatische Einheiten umzurechnen. Man braucht sie zu diesem Zwecke nur durch die Einheitengleichung (11)

$$[C]_s = 4\pi\varepsilon_0 \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{cm}}$$

zu dividieren, um die spezialisierte Größengleichung

$$\frac{C}{[C]_s} = \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \cdot \frac{F}{\text{cm}^2} \cdot \frac{\text{cm}}{a}$$

und die Zahlenwertgleichung des elektrostatischen Sytems

$$C = \frac{\varepsilon F}{4\pi a} \qquad (10\,Z)$$

zu erhalten, aus der sich unmittelbar der Zahlenwert

$$C = \frac{2{,}18 \cdot 400}{4\pi \cdot 0{,}1} = 694$$

berechnen läßt. Man beachte, daß der Faktor 4π in der Gleichung (10Z) ganz von selbst erschienen ist; es bedurfte zur Ableitung dieser Gleichung aus der Größengleichung (10) keines Nachdenkens, sondern nur der folgerichtigen Anwendung einiger einfacher Grundsätze.

b) Zweites Beispiel.

Es werde endlich noch die bekannte dem Gaußschen System entsprechende Zahlenwertgleichung für die Wellenlänge eines Schwingungskreises

$$\lambda = 2\pi\sqrt{LC} \qquad (12\,Z)$$

automatisch aus der zugehörigen Größengleichung

$$\lambda = 2\pi c\sqrt{LC} = 2\pi\sqrt{c^2 LC}$$

(c = Lichtgeschwindigkeit im leeren Raum) abgeleitet. Bekanntlich sind die Einheiten Volt, Farad, Henry und $[L]_m$ durch die folgenden „besonderen Einheitengleichungen" definiert:

$$\text{V} = \text{A}\,\Omega, \quad \text{F} = \frac{\text{s}}{\Omega}, \quad \text{H} = \Omega\,\text{s}, \quad [L]_m = 10^{-9}\,\text{H}.$$

Hiernach und nach (11) ist daher:

$$[L]_m [C]_s = \frac{0{,}1113}{10^{20}}\,\text{HF} = \frac{\text{cm}^2}{c^2\,\text{s}^2} \cdot \Omega_s \cdot \frac{\text{s}}{\Omega} = \frac{\text{cm}^2}{c^2};$$

denn das Quadrat der Lichtgeschwindigkeit c^2 ist erfahrungsgemäß gleich $\frac{10^{20}}{0{,}1113} \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{s}^2}$. Man kann daher die Größengleichung (12) auch in der „erweiterten" Form

$$\lambda = 2\pi\sqrt{\text{cm}^2 \frac{LC}{[L]_m [C]_s}}$$

$$= 2\pi\sqrt{\frac{L}{[L]_m} \cdot \frac{C}{[C]_s}}\,\text{cm}$$

schreiben; hierzu gehört aber als Zahlenwertgleichung die gesuchte Gleichung (12Z).

13. Februar 1926.

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF).

BESPRECHUNGEN.

K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. Unter Mitwirkung namhafter Fachgenossen bearbeitet. 10., umgearbeitete Auflage. Starkstromausgabe. 8°. XII u. 739 S. Mit 560 Abbildungen. Berlin, J. Springer. 1925. Geb. M. 13.50.

Das rühmlichst bekannte, von Strecker unter Mitwirkung einer großen Zahl hervorragender Elektrotechniker und Physiker herausgegebene Hilfsbuch bildet seit langem ein für jeden Elektrotechniker unentbehrliches Hilfsmittel. Für den Physiker ist es wertvoll nicht nur zur schnellen und gründlichen Orientierung über das Nachbargebiet der Elektrotechnik, sondern vor allem auch als Nachschlagewerk für das eigene Wissensgebiet. Hierfür kommt namentlich der I. Teil (Allgemeine Hilfsmittel) in Betracht. Dessen erster Abschnitt enthält eine Reihe von sehr brauchbaren Tabellen und Formelzusammenstellungen (z. B. Tabellen zur Umwandlung komplexer Größen, Tabellen für e^{-x}, Vektorformeln, Trägheitsmomente, Dichte u. a. m.). Der zweite, von Gumlich, v. Steinwehr und K. W. Wagner bearbeitete Abschnitt gibt auf etwa 100 Seiten eine ausgezeichnete Übersicht über das Gebiet des Magnetismus und der Elektrizität; auch hier ist das zahlreiche Tabellenmaterial hervorzuheben. Diese beiden Abschnitte bilden zusammen eine wertvolle Ergänzung der physikalischen Tabellenwerke, man findet hier sogar manches, was man selbst im „Landolt-Börnstein" vergebens sucht (z. B. Durchschlagsfestigkeiten).

Auch der II. Teil (Meßkunde), namentlich dessen erster, von Jäger, Orlich und Gumlich bearbeiteter, mehr physikalischer Teil wird dem Physiker manches bieten. Der III., weitaus umfangreichste Teil gibt auf etwa 500 Seiten in knappster Darstellung eine erschöpfende Übersicht über die Starkstromtechnik.

In der letzten, in der Inflationszeit erschienenen Auflage war das Hilfsbuch, der Not der Zeit gehorchend, vorübergehend auf die Starkstromtechnik beschränkt worden. Die neue Auflage soll wieder die gesamte Elektrotechnik umfassen, jedoch ist eine Teilung vorgenommen worden; Der vorliegende Band enthält nur die Starkstromtechnik; ein zweiter Band, der in etwa Jahresfrist erscheinen soll, wird die Schwachstromtechnik, insbesondere das elektrische Nachrichtenwesen einschl. der Funkentelegraphie bringen. Der vorliegende Starkstromband ist gegenüber der vorhergehenden Auflage gründlich durchgesehen, einzelne Abschnitte ganz neu bearbeitet worden, so daß das Buch wieder durchaus dem derzeitigen Stande der Technik und Forschung entspricht; außerdem ist ein kurzer Abschnitt über Nomographie hinzugekommen.

Die Ausstattung ist wieder die gleich vorzügliche wie bei den Vorkriegsauflagen. Busch.

Berichtigung

zu der Arbeit von Herrn J. A. Stratton, „Zerstreuungskoeffizient für kurze Wellen nach der Schrödingerschen Theorie". (Physik. Zeitschr. **28**, 316, 1927.)

Auf S. 317 sollte für A_x stehen der Ausdruck

$$A_x = A_0 \sin 2\pi\left(\nu t - \frac{z}{\lambda}\right).$$

Dadurch fällt in den Beziehungen (19), (20) und (21) der Faktor $\dfrac{\cos 2\pi\left(\nu t - \frac{z}{\lambda}\right)}{\sin 2\pi\left(\nu t - \frac{z}{\lambda}\right)}$ weg, wodurch sich z. B. (21) in der einfachen Form ergibt:

$$P = a_{ll'} + \frac{\lambda^4}{24\pi^4 a^2 m} h^2 e F_0 \sin 2\pi\nu t \sum_{l'=0}^{\infty} \frac{\varepsilon' b_{ll'}}{(E_l - E_{l'})^2 - h^2\nu^2}.$$

Im weiteren soll man statt

$$n = m = 1$$
$$n' = m' = 0$$

besser

$$n = m = 0$$
$$n' = m' = 1$$

wählen, sonst würde der Normalzustand $l = 1$ nichts beitragen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. I. Bartels für Geophysik, an der Universität München Dr. Heinrich Ott für Physik.

Ernannt: Der Observator beim Meteorologischen Institut in Berlin Dr. Willi König zum Abteilungsleiter und Professor daselbst, der Privatdozent für Geschichte der Naturwissenschaften an der Universität Bonn Dr. Friedrich Dannemann zum a. o. Professor, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Berlin und Direktor der Bayrischen Stickstoffwerke Dr. Heinrich Funk zum a. o. Professor, der a. o. Professor an der Universität Wien Dr. Hans Thirring zum ord. Professor der Physik ebenda, I. B. M. Herbert zum Dozenten für Chemie an der Universität Manchester.

Gestorben: Der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Bonn Dr. Alfred Bucherer, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule München Geh. Hofrat Dr. Ludwig Burmester, der a. o. Professor der Mathematik an der Universität Halle Dr. Viktor Eberhard, der ord. Professor der Photochemie und Spektralanalyse an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Adolf Miethe, der Direktor des Photochemischen Laboratoriums des Bureau of Chemistry in Washington Dr. Frederik Belding Power.

Gesuche.

Promovierter Physiker
sucht Stelle als Assistent in elektr., optischem oder Radium-Institut.
Zuschriften unter **S. H. 1** an den Verlag der Physikal. Zeitschrift (S. Hirzel), Leipzig C 1, Königstr. 2, erbeten.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.